

**Г.С. Тимчик, В.І.Скицюк, Т.Р.Клочко**

# **Теоретичні засади технології**

**ТОНТОР**

**ТОНТОР**

Міністерство освіти і науки України  
Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут»

**Г. С. Тимчик, В. І. Скицюк, Т. Р. Клочко**

# **Теоретичні засади технології ТОНТОР**

**Монографія**

Київ  
НТУУ «КПІ»  
2006

*Рекомендовано вченою радою приладобудівного факультету НТУУ «КПІ»  
(Протокол № 11/06 від 27.11.2006 р.)*

Рецензенти:

*В. О. Румбешта, д-р техн. наук, проф.,  
Національний технічний університет України «КПІ»*

*В. В. Шевченко, канд. техн. наук, доц.,  
Національний технічний університет України «КПІ»*

Т41 Тимчик Г. С.  
Теоретичні засади технології ТОНТОР: Монографія /  
Г. С. Тимчик, В. І. Скицюк, Т. Р. Ключко. – К.: НТУУ «КПІ», 2006.  
234 с., іл.  
ISBN 966-622-235-3  
ISBN 978-966-622-235-3

Розглянуто фізико-технічні засади теорії технології ТОНТОР (тонкого торкання) для проблем контролю технологічних процесів механічної обробки металів. Визначено основні поняття та ознаки існуючих абстрактних технічних об'єктів і взаємодії їх польових структур. Створено теоретичні засади взаємодії абстрактних технічних об'єктів у комплексі з чутниками електромагнітних польових структур. Показано вплив цієї взаємодії на результати вимірювання геометричних розмірів об'єктів з великою точністю. Наведено практичні результати досліджень процесів вимірювання технологічних об'єктів із застосуванням теоретичних засад ТОНТОР.

Для наукових та інженерно-технічних працівників, студентів старших курсів вищих навчальних закладів відповідного напрямку.

УДК 621.7.04  
ББК 34.5

ISBN 966-622-235-3  
ISBN 978-966-622-235-3

© Г. С. Тимчик, В. І. Скицюк,  
Т. Р. Ключко, 2006  
© Обкладинка М. М. Ключко

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	5
РОЗДІЛ 1 ЗАГАЛЬНІ ПОНЯТТЯ ТА СПІВВІДНОШЕННЯ МІЖ РІЗНИМИ ТЕХНОЛОГІЯМИ. ТЕРМІНОЛОГІЯ	6
РОЗДІЛ 2 ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ФАНТОМ	13
2.1. Технологічний фантом як поняття сучасного технологічного процесу	13
2.2. Ланцюг технологічного фантома	16
2.3. Гіпотеза щодо виникнення технологічного фантому	19
РОЗДІЛ 3 ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ АБСТРАКТНОЇ СУТНОСТІ	22
3.1 Властивості абстрактної сутності	24
3.2 Внутрішня структура абстрактної сутності	26
3.3 Технологічний процес отримання маси абстрактної сутності	30
3.3.1 Процеси утворення поверхні абстрактної сутності	34
3.4 Життєвий цикл абстрактної сутності	37
3.5 Закон агресії	42
3.6 Панданна зона абстрактної сутності	47
3.6.1 Енергетична насиченість панданної зони	59
3.7 Зона присутності абстрактної сутності	62
РОЗДІЛ 4 ФІЗИЧНЕ ПІДГРУНТЯ ВИЗНАЧЕННЯ КООРДИНАТИ ТОРКАННЯ	67
4.1 Різновиди фізичної взаємодії між сутностями	67
4.2 Теорема ознак до визначення координати поверхні торкання	70
4.3 Теорема про розташування поверхні торкання	73
4.4 Зміна потужності взаємодії в залежності від розмірів щілини $\Delta$ . Умови реєстрації торкання	76
РОЗДІЛ 5 КІНЕМАТИКА ТОНТОР	91
5.1 Засади руйнівного та неруйнівного торкання сутностей	92
5.2 Класичні способи торкання ОБ та ЧЕ	94
5.3 Межове коло торкання	102

Наукове видання

Тимчик Григорій Семенович  
Скицюк Володимир Іванович  
Клочко Тетяна Реджинальдівна

## Теоретичні засади технології ТОНТОР

Монографія

Дизайн обкладинки  
М. М. Клочко

*В авторській редакції  
Надруковано з оригінал-макета замовника*

Темплан 2006 р., поз. 3-1-008

Підп. до друку 10.12.2006. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Папір офс. Гарнітура Times.  
Спосіб друку – ризографія. Ум. друк. арк. 13,72. Обл.-вид. арк. 22,81 Зам. № 6-243. Наклад 300 пр.

НТУУ «КПІ» ВПІ ВПК «Політехніка»  
03056, Київ, вул. Політехнічна, 14, корп. 15  
тел./факс (044) 243-68-78

## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	5
РОЗДІЛ 1 ЗАГАЛЬНІ ПОНЯТТЯ ТА СПІВВІДНОШЕННЯ МІЖ РІЗНИМИ ТЕХНОЛОГІЯМИ. ТЕРМІНОЛОГІЯ	6
РОЗДІЛ 2 ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ФАНТОМ	13
2.1. Технологічний фантом як поняття сучасного технологічного процесу	13
2.2. Ланцюг технологічного фантома	16
2.3. Гіпотеза щодо виникнення технологічного фантому	19
РОЗДІЛ 3 ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ АБСТРАКТНОЇ СУТНОСТІ	22
3.1 Властивості абстрактної сутності	24
3.2 Внутрішня структура абстрактної сутності	26
3.3 Технологічний процес отримання маси абстрактної сутності	30
3.3.1 Процеси утворення поверхні абстрактної сутності	34
3.4 Життєвий цикл абстрактної сутності	37
3.5 Закон агресії	42
3.6 Панданна зона абстрактної сутності	47
3.6.1 Енергетична насиченість панданної зони	59
3.7 Зона присутності абстрактної сутності	62
РОЗДІЛ 4 ФІЗИЧНЕ ПІДГРУНТЯ ВИЗНАЧЕННЯ КООРДИНАТИ ТОРКАННЯ	67
4.1 Різновиди фізичної взаємодії між сутностями	67
4.2 Теорема ознак до визначення координати поверхні торкання	70
4.3 Теорема про розташування поверхні торкання	73
4.4 Зміна потужності взаємодії в залежності від розмірів щілини $\Delta$ . Умови реєстрації торкання	76
РОЗДІЛ 5 КІНЕМАТИКА ТОНТОР	91
5.1 Засади руйнівного та неруйнівного торкання сутностей	92
5.2 Класичні способи торкання ОВ та ЧЕ	94
5.3 Межове коло торкання	102

5.4 Крок – торкання	105
5.5 Багаторазове моноточкове торкання	106
5.6 Загальна класифікація способів торкання	119
5.7 Рух інструмента в умовах «присутності» коло деталі	120
5.8 Багатоточкове торкання	137
5.9 Загальна залежність кінематичного руху ЧЕ у торканні з ОВ	141
РОЗДІЛ 6 ПРАКТИЧНА РЕАЛІЗАЦІЯ ЗАСАД ТЕХНОЛОГІЇ ТОНТОР У МЕТАЛООБРОБЦІ	149
6.1 Основні фізичні засади побудови електромагнітної зони присутності деталі на металооброблювальному обладнанні	151
6.2 Магнетні властивості деталі, інструмента та обладнання	156
6.3 Шумове електромагнетне тло технологічного обладнання	162
6.4 Електричні процеси у металооброблювальному обладнанні	169
6.5 Напруженість магнетного поля у щілині та чинники впливу на її потужність	176
6.6 Визначення форми циліндричних деталей при токарній обробці в автоматичному режимі	203
6.7 Загальні принципи визначення форми циліндричної деталі засобами СКТ	216
ПІДСУМКИ	226
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	227
ПЕРЕЛІК ЗАГАЛЬНИХ АБРЕВІАТУР ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	231

## ПЕРЕДМОВА

Розкриттю фізичної ідеї існування технології ТОНТОР (*тонкого торкання*) як такої присвячена книга “Технологія ТОНТОР”, що з’явилась у 1993 р., і є першою частиною наукової праці авторів. Оскільки за пройдешний час було проведено дуже багато дослідів щодо підтвердження її теоретичних засад та їх математичної інтерпретації, виникла необхідність викладення цих результатів для обговорення науковою спільнотою.

Автори нагадують, що виникнення самої засадної ідеї технології ТОНТОР обумовлено нагальними виробничими проблемами функціонування гнучких виробничих систем (ГВС), що містять роботизовані модулі, контрольно-вимірювальні машини та інші засоби вимірювання, які не можуть ефективно виконувати свої функції без засобів технічної діагностики. Як наслідок виникла ідея щодо об’єднання в одне ціле властивостей оброблювального інструмента й високоточного вимірювача. Це дало б змогу контролювати геометричні параметри виробів у процесі обробки, підналагодження технологічного обладнання, формування команд корекції геометрії траєкторії руху інструмента та режимів його роботи. Саме це і є основою технології ТОНТОР, застосування якої надає чималі переваги для приладобудівної промисловості. Насамперед це висока якість продукції, можливість працювати металообробним інструментом у статичному режимі, виявляти дефекти виробів, верстатів тощо.

Працюючи над проблемами ТОНТОР автори дійшли висновку, що є сенс відокремити від загальної теорії деякі розділи та перевести їх у окремі цілком самостійні відгалуження. Отже виникли нові напрямки: **технологічний фантом** та **рахман-технологія**. У зв’язку з цим у книзі передбачено вступний розділ для пояснення основних понять та співвідношень між новітніми технологіями. У цій роботі автори обговорюють проблемні питання виготовлення виробу як абстрактного об’єкту, а саме генезису його утворення та реалізації.

Автори мають на меті створення абстрактної технології виробництва, що на засадах виготовлення елементарних абстрактних деталей допомогла б вирішити більш складні технологічні процеси. Проте теорію створення нових технологічних процесів та приладів, а також застосовні проблеми приладів ТОНТОР автори відокремлюють в інші видання.

Враховуючи проблематику новітніх технологій, їх математичного опису та термінології автори сподіваються на відгуки широкого загалу науковців та виробників в обговоренні книги та застосуванні отриманих результатів у промисловості.

## РОЗДІЛ 1

### ЗАГАЛЬНІ ПОНЯТТЯ ТА СПІВВІДНОШЕННЯ МІЖ РІЗНИМИ ТЕХНОЛОГІЯМИ. ТЕРМІНОЛОГІЯ

Аналіз сучасних технологічних процесів доводить, що будь-який процес виготовлення деталі або приладу має у своїх засадах лише два шляхи.

Згідно першого шляху це є процеси, які зв'язані з нарощуванням маси кінцевого технологічного продукту, наприклад у будівництві, ливарному виробництві тощо.

Другий шлях виготовлення деталей супроводжується знищенням надлишків маси заради отримання того ж таки кінцевого продукту. Як приклад можна навести такі технологічні процеси, як механічна обробка матеріалів різанням – точіння, фрезерування тощо.

Окрім того необхідно зауважити, що при виготовленні абстрактної деталі технології, пов'язані з нарощуванням маси, здебільшого чергуються з технологіями знищення надлишкової маси й навпаки. Якщо уважно розглянути цей процес, то можна отримати саме такий висновок. Усі ці процеси є щільно пов'язаними з тими формами, які необхідно досягти заради високої якості кінцевого продукту.

Виготовлення будь-якої деталі щільно пов'язане з енергетикою, яка витрачається на технологічний процес. При найближчому аналізі усіх цих чинників виникає цілком слушне питання: «Чого саме ми намагаємось досягти при побудові не тільки деталі, а і взагалі?». Для того, щоб чітко відповісти на це питання, необхідно, щоб інженер та конструктор створили уявну модель того чи іншого приладу, тобто моделі у своїй уяві. Саме цей образ-функція і є **технологічним фантомом**, який викликає до життя той чи інший технологічний процес за реалізацією цієї уявної функції.

Реалізація цієї функції відбувається згідно технології ТОНТОР. При всіх сучасних можливостях реалізації того чи іншого технологічного процесу існують специфічні розбіжності, які зазвичай можна зареєструвати лише насамкінець. Саме тут починає діяти третій тип технології або процес **рахман-технології**. Основне завдання цієї технології, яка є виключно аналітичною, є вибраковка неоптимальних технологічних та конструктивних рішень, оскільки вона аналітично доводить життєздатність тієї чи іншої сутності (приладу).

Для того, щоб вирішити цю задачу, авторам необхідно було вирішити іншу проблему, а саме: яким чином є можливість визначити якість будь-якого технологічного процесу, приладу тощо. Внаслідок проаналізованих принципів дії сучасних вимірювальних пристроїв з'ясовано, що сучасна концепція побудови чутливих елементів вимірювання є застарілою і не задовольняє сучасному розвитку науки і техніки. Тому взаємодія чутливих елементів та об'єкту вимірювання пояснена розробленою авторами низкою фізико-технічних засад. На думку авторів ця взаємодія є переважною і визначає всі



наступні наслідки відхилень в той чи інший бік у переважній більшості технологічних процесів, і як наслідок якості кінцевого продукту (виробу).

Оскільки автори займаються високоточними технологіями виготовлення деталей у приладобудуванні, то за наслідком їх наукових пошуків та дослідів було з'ясовано, що існує низка явищ та процесів, які мають не тільки суто технічний характер, а й біологічний, хімічний, соціальний тощо. Як наслідок було вироблено концепцію деяких фундаментальних понять, що характеризують поведінку фізичних сутностей у різних умовах. Тому автори пропонують наступну низку умовних назв, які вони із свого погляду вирішили більш-менш компетентно у межах власних знань з лінгвістики [1].

Усім відомо, що загально прийнята теза назв чутливих елементів перетворювання фізичних явищ у електричні сигнали, прийнятні для подальшої обробки: *первинний перетворювач, датчик, оброблювальний пристрій* тощо. Така система побудови назв є досить архаїчною – це по-перше, по-друге – є калькою з російської, яка є калькою з інших іноземних мов (здебільшого не слов'янських) (рис. 1.1). Окрім того, жоден підручник по теорії чутливих елементів зовсім не пояснює навіщо вони потрібні, а лише обмежується простим констатуванням фізичних основ та конструкції роботи чутливих елементів, забуваючи при цьому, що це є фізико-технічний комплекс зі своїми властивостями. У своїх наукових дослідженнях та роботах, автори дійшли висновку, що стара концепція є обмеженою у поняттях і не відповідає реальній дійсності. Окрім того, вона словоємна, що призводить до втрати щільності понять у технічному та науковому інформаційному тексті.

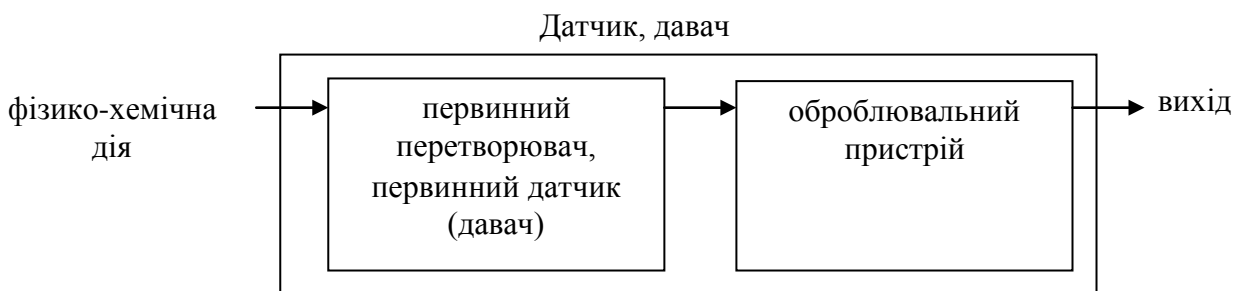


Рис. 1.1 Застарілі поняття та термінологія

Засадна теза полягає в тому, що використання слова «*датчик, давач*» у сучасній технічній літературі призводить до тлумачення сутності, але зовсім не розглядаються спектральні можливості цього поняття з огляду на його можливості переналагодження у широкому діапазоні фізико-хімічних процесів. Тому у цій конструкції не передбачено широкого переналагодження (рис.1.1), тобто ця концепція термінів не є достатньо осяжною для побудови загальної теорії чутливих систем. У зв'язку із цим автори виробили свою концепцію чутливих елементів та систем, які відображено на рис.1.2:

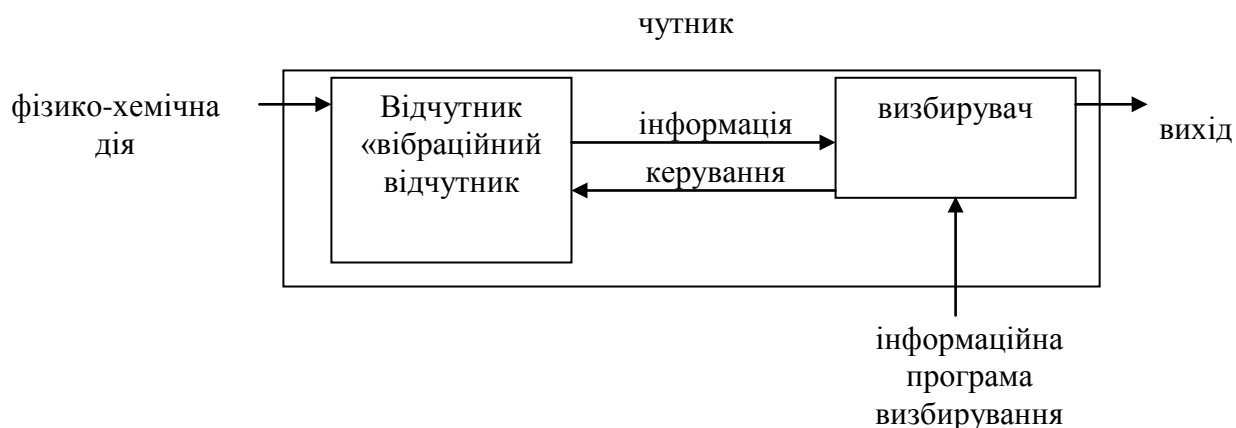


Рис.1.2. Нові поняття та терміни, що пропонуються щодо чутливих елементів

У монографії використовуються наступні терміни стосовно чутливого елемента системи вимірювача:

- **Чутником** є конструкційно закінчений прилад, який виконує загальне визбирування інформації про фізико-хімічні процеси за заданою програмою.

У спрощеному розумінні це є прилад, який за бажанням дослідника може добирати будь-яку інформацію за визначеними параметрами та надавати відповідні рішення щодо цієї інформації.

- **Відчутником** є чутливий елемент, який має властивість налагоджуватися на зміну діючого на нього зовнішнього процесу та за визначеним законом перетворювати його у корисний інформаційний сигнал.

Тобто це є синонім терміну «*первинний перетворювач*» у широкому розумінні цього слова. У спрощеному розумінні це є чутливий елемент універсальної конструкції, який реагує на будь-яку зовнішню дію, але може відокремлювати та визбирувати інформацію за бажанням дослідника без первинної обробки.

- **Визбирувач** є функціонально закінчений пристрій, який за отриманою програмою (жорсткою або гнучкою) виконує керування відчутником з метою отримання інформації згідно заданої програми.

У спрощеному розумінні це може бути звичайний потенціометр, який ручним керуванням виконує функції налагодження вихідного сигналу за амплітудою, частотою, спектром тощо.

Ідеальним фізичним відчутником є відчутник, який має властивість абсолютної проникності в об'єкт вимірювання без помітних руйнацій його структури.

Наступне поняття, яке застосовують автори, це поняття **технологічного фантому**, яке вже згадувалось вище. На думку авторів формулювання цього поняття має наступний вигляд:

• **Технологічний фантом** або **технологічна функція** – є межа розвитку побудови сутності (рис. 1.3). У спрощеному розумінні є проект реалізації об'єкту (деталі) на різних етапах технологічного процесу.

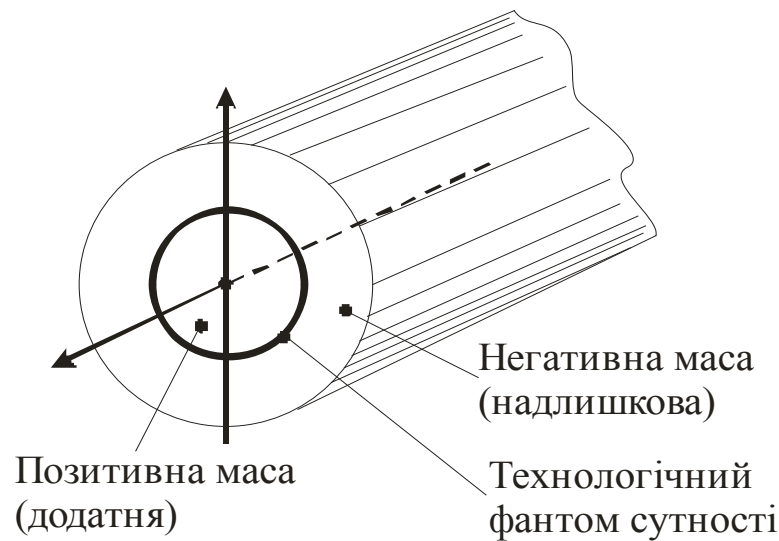


Рис. 1.3 Технологічний фантом

Для того, щоб досягти реальної форми деталі (рис. 1.3) (наприклад, циліндричної), необхідно або зрощувати масу матеріалу, щоб досягти необхідного розміру, або знищувати надлишковий матеріал, щоб отримати ту ж саму деталь.

Звідсіля формуються наступні висновки та назви:

• **Будівний** або **позитивний фантом** (функція) є технологічна функція, яка супроводжує відтворення сутності до отримання її технологічної межі точності шляхом нарощування маси матеріалу.

• **Руйнівний** або **негативний фантом** (функція) є технологічна функція, яка супроводжує відтворення сутності до отримання її технологічної межі точності шляхом руйнування надлишкового матеріалу.

Відповідно до поняття технологічного фантома вироблено наступні поняття:

• **Будівні** або **позитивні технології** є технології, які у своєму процесі відтворюють форму сутності шляхом нарощування маси з метою отримання мінімальних розходжень з негативним технологічним фантомом.

• **Руйнівні** або **негативні технології** є технології, які у своєму процесі відтворюють форму сутності шляхом знищення маси з метою отримання мінімального розбігу з позитивним технологічним фантомом.

Але особливості руху інструмента при створенні закінченої форми деталі призводить до необхідності сформулювати низку термінів, без яких неможливий подальший розгляд технологічних процесів.

Основним чинником формотворення є рух формотворчих мас, який визначається технологічним фантомом. У цьому випадку вагомим фактором впливу на кінцевий результат є співвідношення міцності (твердості) інструмента та деталі. Розгляд цих чинників призводить до необхідності формулювання таких понять як зона наявності активних та пасивних мас. Тобто тут утворюються наступні поняття:

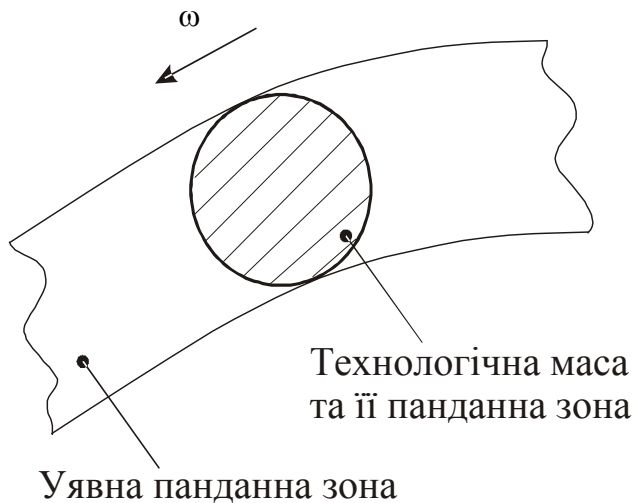


Рис. 14 Панданна зона

• **Панданна зона** є зонний об'єкт, приналежний масі сутності, тобто форма об'єму, яку створює геометрія маси сутності при своєму русі (рис. 1.4).

При взаємодії сутності (деталі) з конкретним чутником утворюються відповідні градації, оскільки прилад, який реєструє координати у просторі, надає зовсім іншу інформацію стосовно реального розташування тієї чи іншої поверхні.

Звідсіля маємо наступні градації **панданної зони**.

• **Уявною панданною зоною** є простір, у якому постійно або періодично присутня наявна маса сутності (рис. 1.5).

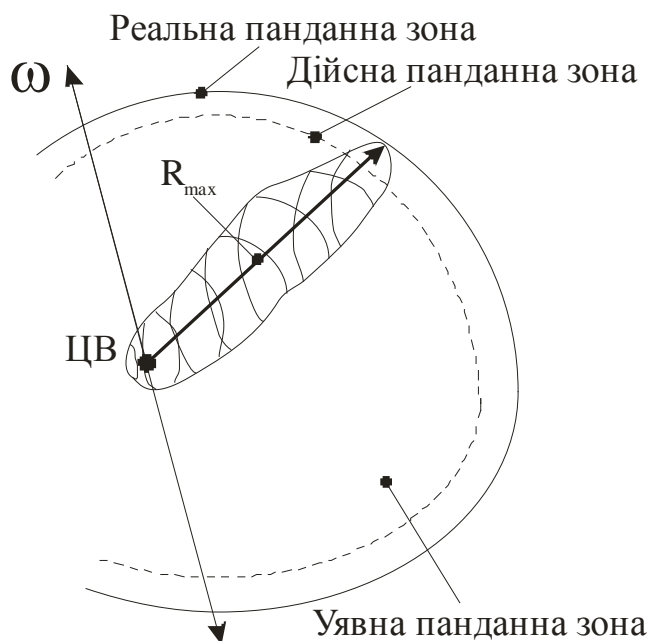


Рис. 1.5 Градації панданної зони

• **Дійсна панданна зона** є простір, який визначається чутливістю чутника (рис. 1.5).

• **Реальна панданна зона** є простір, у якому сутність може створювати руйнації навколишніх сутностей рухом своєї маси (рис. 1.5).

Специфіка руху технологічних мас, які мають складну геометрію, призводить до того, що необхідно створювати таке поняття як **панданний вакуум**.

• **Панданний вакуум** – це об'єм, який є обмеженим періодичною присутністю

маси сутності без виключень (рис. 1.6).

Подібна ситуація виникає у випадку, коли технологічна маса виконує замкнений у часі цикл руху у вигляді замкненого об'єму. При цьому в середині цих траєкторій є простір, у який технологічна маса згідно визначеного закону руху ніколи не потрапляє. Такий закон руху, який визначається технологічним фантомом, назовемо **вороколо**.

- **Вороколо** є законом або функцією, яка дає математичний опис руху потоку маси сутності у панданній зоні.

Наступне фізичне явище, яке необхідно визначити, - це **зона присутності**. Сутність цього фізичного явища полягає в тому, що будь-яка технологічна маса утворює навколо себе польову структуру з інформації про себе.

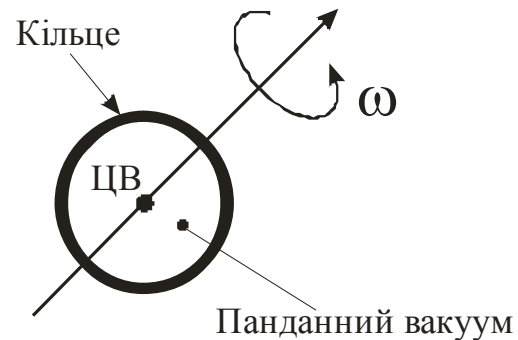


Рис. 1.6 Поняття про панданний вакуум

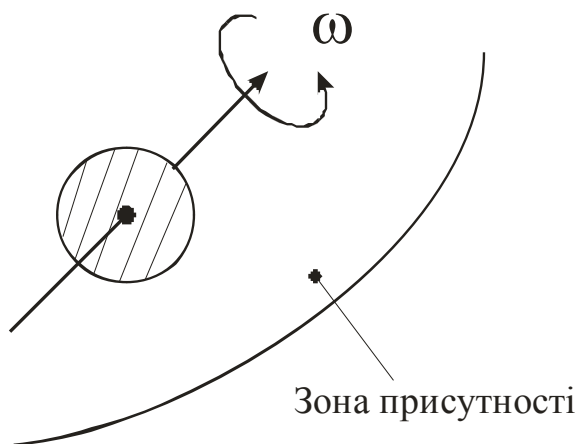


Рис. 1.7 Панданна зона та зона присутності сталої сутності

Ця структура має подовження у просторі та обмежується лише шумовим тлом або зоною присутності іншої сутності та панданними зонами інших сутностей. На максимальному віддаленні від об'єкту це є інформація первинного характеру, яка відповідає на питання: «Чи є якийсь об'єкт?», але не відповідає на питання: «Який саме об'єкт?» (рис.1.7).

Тобто можна сформулювати наступне тлумачення цього явища.

- **Зона присутності сутності** є об'єм заповнений інформацією пасивного або активного походження про сутність.

При взаємодії двох та більше сутностей (технологічних об'єктів, тощо), виникає проблема визначення координати поверхні того чи іншого об'єкту.

Через чутливість чутників до процесів торкання виникає ефект дуальності поверхні (подвійності), наслідком якого є подвійне значення координати.

Звідсіля вникає наступне формулювання:

- **Дуальність поверхні** будь-якої сутності є наслідок взаємодії її панданної зони або зони присутності в залежності від їх потужності та чутливості систем вимірювання (рис. 1.8).

При цьому дуальність визначається так:

- **Дуальність координати поверхні** будь-якої сутності визначається різницею між потужністю зони присутності або панданної зони та чутливості чутника вимірювання.

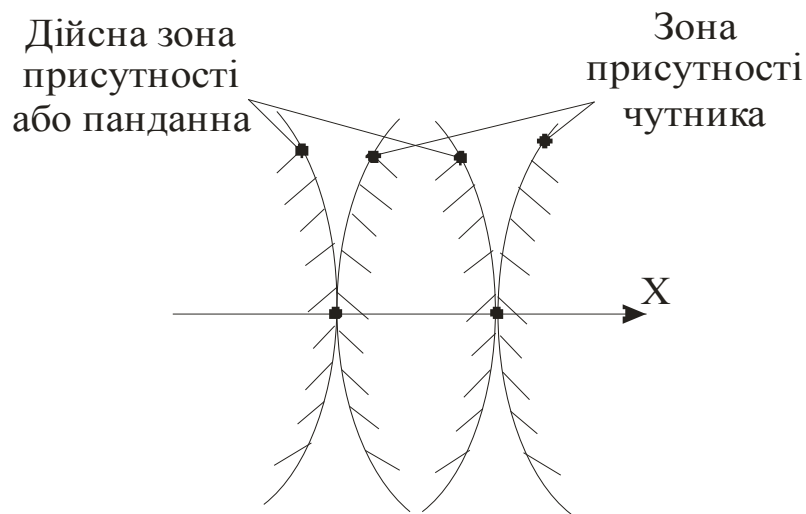


Рис. 1.8 Дуальність поверхні сутності

Наразі усі ці поняття розкриємо більш достеменно, оскільки у цьому первинному тлумаченні вони надають лише загальне уявлення процесів, які розглядалися, *та до якого висновку дійшли автори.*

## РОЗДІЛ 2 ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ФАНТОМ

Якщо розглянути оточуючий нас світ, то зрозуміло, що навколо існує безліч речей, які просто не змогли б з'явитися без активних дій людини, які необхідно було побудувати, а ще раніш - обчислити розміри та вирішити проблеми функціональності, тобто прилаштувати до людських проблем з метою їх найшвидшого вирішення. Одночасно з цим навколишнє середовище теж будується за одним, нікому не відомим принципом. Звідсіля можна зробити висновок, що реалізація будь-якого технологічного або біологічного об'єкту у широкому розумінні цих слів потребує відповідної уяви, яка сформує подальші дії щодо його реалізації [2].

Технологічний фантом як фізичне явище розглядається вперше. Тому властивості, які йому притаманні, розглядаються теж вперше. Попри ясності з конкретними випадками застосування технологічного фантому існують проблеми з математичним описом його властивостей. Основна проблема полягає у тому, що на тепер у класичній математиці відсутній відповідний апарат, здібний вирішити цю задачу.

### 2.1 Технологічний фантом як поняття сучасного технологічного процесу

Розглянемо шлях, котрий проходить кожний узагальнений виріб (абстрактний об'єкт) від усвідомлення необхідності його створення до втілення як сутності у матеріальному вигляді (рис. 2.1). Не вдаючись у достеменно розглядання особливостей технологічних процесів зауважимо, що існує можливість розподілити їх на дві великі групи:

- позитивні або будівні, котрі зв'язані з нарощуванням маси ( $m^+$ ). Найкращий приклад – литво, де рідкий метал заповнює якийсь визначений об'єм; будівництво – де об'єм будівлі визначається поступовим зрощенням маси цеглою, бетоном тощо; ріст рослини, людини тощо;
- негативні або руйнівні, котрі зв'язані з руйнацією надлишкової маси ( $m^-$ ) заготовки. Найкращий приклад – механічна обробка металу, де зайвий матеріал знищується; руйнування матеріалу вибухом; руйнування землі корінням дерев тощо.

Саме на засадах позитивно-негативних технологій і розглянемо реалізацію технологічного фантому.

Ясна річ, що на першому етапі є власно факт усвідомлення потреби виробу. Здебільшого це усвідомлення формується як вирішення якоїсь життєвої необхідності або технічної проблеми. Коли є така усвідомленість, починає працювати наступний етап, тобто конструктор уявляє, який вигляд матиме цей виріб. У цей час його мозок формує нібито образ майбутнього виробу та майбутній технологічний процес його виготовлення.

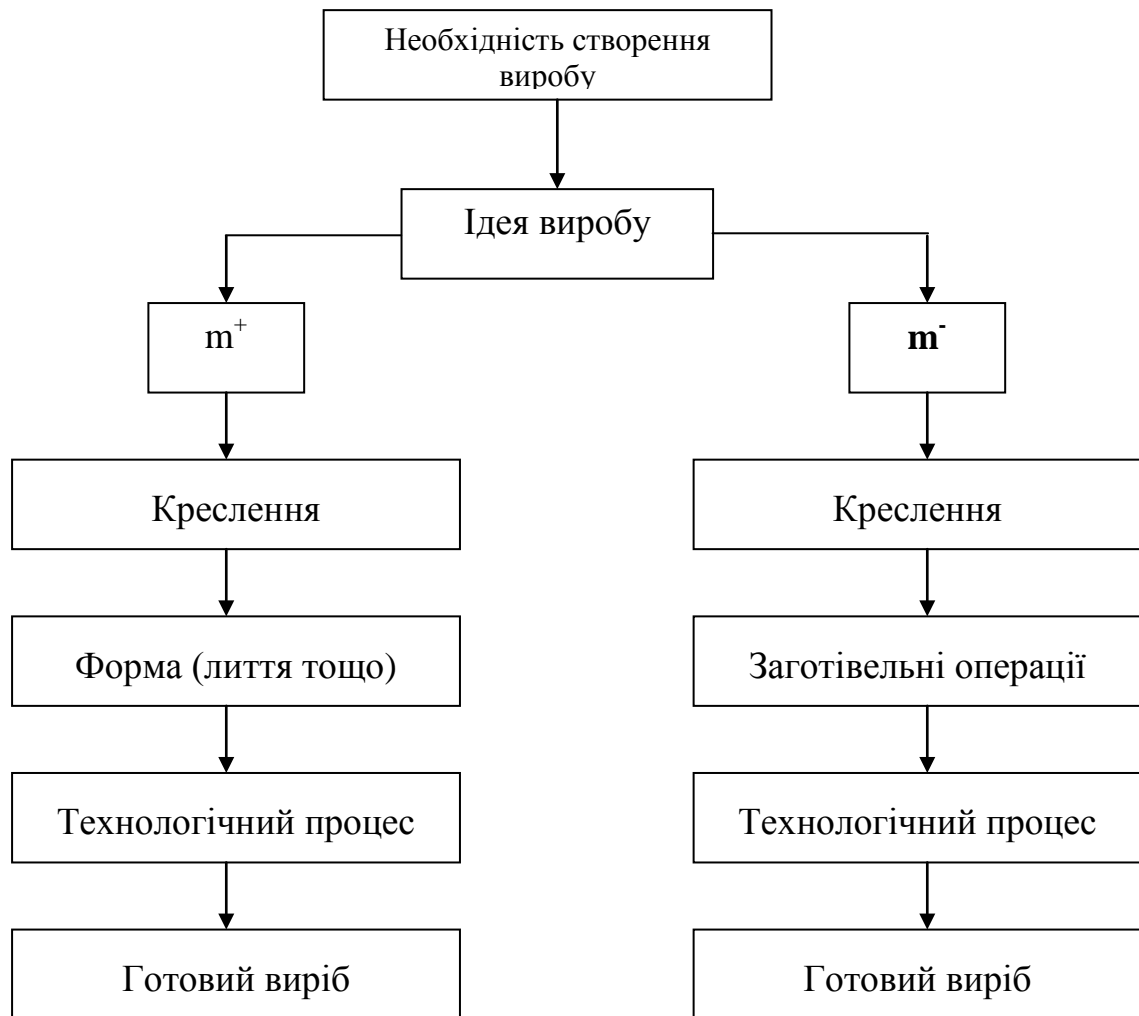


Рис. 2.1 Звичайний шлях створення виробу

Коли цей образ отримує конкретну конфігурацію, це означає, що сформувався технологічний фантом першого ступеню, який має тільки форму та приблизні розміри.

Далі слід визначитись, за яким технологічним шляхом йтиме виготовлення деталі. Таких шляхів два: один шлях – це виготовлення з нарощуванням технологічної маси, тобто лиття, пресування тощо, а другий – зі знищенням технологічної маси, тобто точіння, фрезерування тощо. Від цього вибору залежить, яким шляхом проектують технологічний процес виготовлення, а також конкретні креслення на наступному етапі. На цьому етапі технологічний фантом виробу отримує конкретні розміри, а також допуски на них, що зумовлює його розмитість, тобто нечіткість. Отже на цьому етапі ми отримуємо креслярські проекції фантому виробу на площині.

На наступному етапі в обох технологіях він набуває свого об'єму, тобто фантом вже обмежений поверхнями різного типу. Так для позитивних технологій ( $m^+$ ) це буде якась форма, стінки-поверхні якої являють собою поверхні фантома з конкретними розмірами.



В цьому випадку технологічний процес не дозволяє вийти за межі фантома, бо фантом вже не має розмитості розмірів (рис. 2.2 а).

Зазвичай у наших технологічних умовах фантом є цілком матеріальним, бо внутрішній простір форми фактично завжди заповнений, або повітрям, або іншою технологічною сутністю. І перш ніж отримати виріб, треба вирішити проблему, як його вивести з форми. Це є вада подібних технологій (тобто  $m^+$ ), оскільки залишки фантому обумовлюють дефектність виробу. Але за цієї технології маємо сталий фантом і, як наслідок, сталі вироби, хоч і отримання високих точностей геометрії є проблематичним.

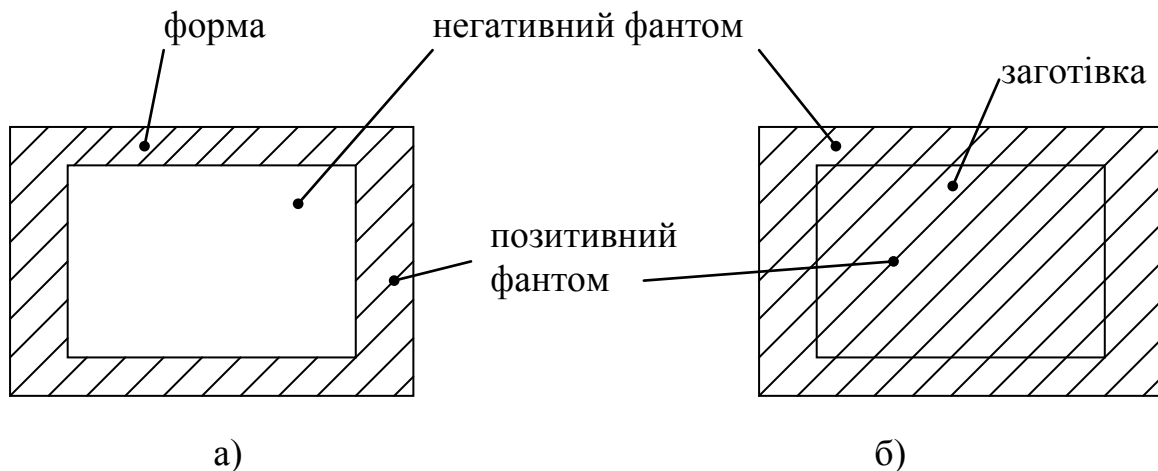


Рис. 2.2 Реалізація позитивного та негативного фантому у конкретній масі виробу

У паралельній технології (тобто руйнівній  $m^-$ ) маємо зовсім іншу ситуацію, де згідно технологічного процесу виробляється заготовка, яка теж колись була фантомом, і тепер у своєму внутрішньому просторі має фантом виробу (рис.2.2б). Тобто при такому технологічному процесі завжди маємо негативний фантом з того ж матеріалу, що і бажаний виріб. І тут виникає проблема зовсім іншого плану: треба дійти крізь негативний фантом до реального тіла деталі. Здебільшого ця операція виконується прямим його знищенням (точіння, фрезерування тощо). Але фантом у цьому випадку не сталий, бо поле допуску, яке передбачається на його виготовлення, не має конкретної геометричної реалізації як у попередньому випадку. Технологічний процес, побудований таким чином, має дуже великі навантаження на робочий інструмент. Звідкіля виникає несталість вихідної продукції, яка зумовлена руйнацією робочого інструмента під час його взаємодії з негативним фантомом і, як наслідок, необхідність операцій по доведенню потрібної геометрії.

У випадку з технологічним фантомом необхідно зважити на одну особливість при його використанні. Конструктор, який створює креслення для деталі, що повинна виготовлятися за будівної технології, тобто позитивної, будує у своїх кресленнях негативний фантом деталі, обмежений позитивним фантомом майбутньої форми. При негативних технологіях конструктор

розробляє позитивний фантом деталі за негативного фантому, який необхідно зруйнувати.

Отже можна констатувати, що фантому притаманні наступні властивості:

- по-перше, існує первинний технологічний фантом;
- по-друге, існують позитивні та негативні фантоми;
- по-третє, те, що є позитивним фантомом для однієї технології є негативним для іншої та навпаки;
- по-четверте, в негативній технології негативний фантом вміщує у своєму об'ємі позитивний фантом виробу;
- по-п'яте, в позитивній технології позитивний фантом містить у собі негативний фантом виробу;
- по-шосте, і в одній і в другій технології негативний фантом підлягає усуненню або знищенню.

Звідкіля прямий висновок: чим більше маса фантому, тим більше енергетичні втрати на його знищення.

У конкретному випадку конструктор вирішує баланс між позитивним та негативним фантомом деталі і тільки тоді визначається з технологією її виготовлення. Оскільки всі технології чергуються, то визначається загальний баланс фантому і тільки після цього технологія реалізації деталі.

## **2.2 Ланцюг технологічного фантома**

Усі вищезначені якості фантома не є останніми, оскільки в широкому розумінні цього поняття ми отримаємо низку нових характеристик цього явища. Для цього роздивимось найбільш зрозумілий для сучасної людини технологічний ланцюг фантому (рис. 2.3), що складається із задуму, втілення в життя та його технологічної смерті. В узагальненому погляді треба констатувати той факт, що процеси, які відбуваються у гео- та біосферах призводять до того, що постійні хімічні, механічні та інші процеси відтворюють постійний мінералотворчий процес (це доведено ще акад. В.Вернадським). Під час проходження цього процесу на нього діє так би мовити фантом промислового мінералу, під тиском якого відтворюється промисловий мінерал. Але, коли промисловий мінерал є сформований, тобто об'єднався зі своїм фантомом, на нього починає діяти фантом промислового матеріалу, який хоче з ним об'єднатись. У наслідок цього отримують промисловий матеріал (сталь, прокат, тканина тощо).

Цей промисловий матеріал, об'єднуючись зі своїм фантомом, починає перетворюватися на промисловий виріб, який нам потрібен під тиском фантому виробу. Але виріб, що знаходиться в нас у користуванні, постійно знаходиться під дією фантому брукхту. Тобто під час користування виріб поступово старіє, переходячи до стану брукхту. Коли виріб перетворився на брукхт, на нього (брукхт) починає тиснути фантом цивілізаційного брукхту та промислового матеріалу.

Під цим тиском брухт або йде середнім колом разом зі своїм фантомом на промисловий матеріал, або по великому колу через стадію цивілізаційного брухту у мінералотворчі процеси. Отже є можливість констатувати той факт, що технологічний фантом та його виріб кружляють паралельними колами: малим промисловим та великим цивілізаційним.

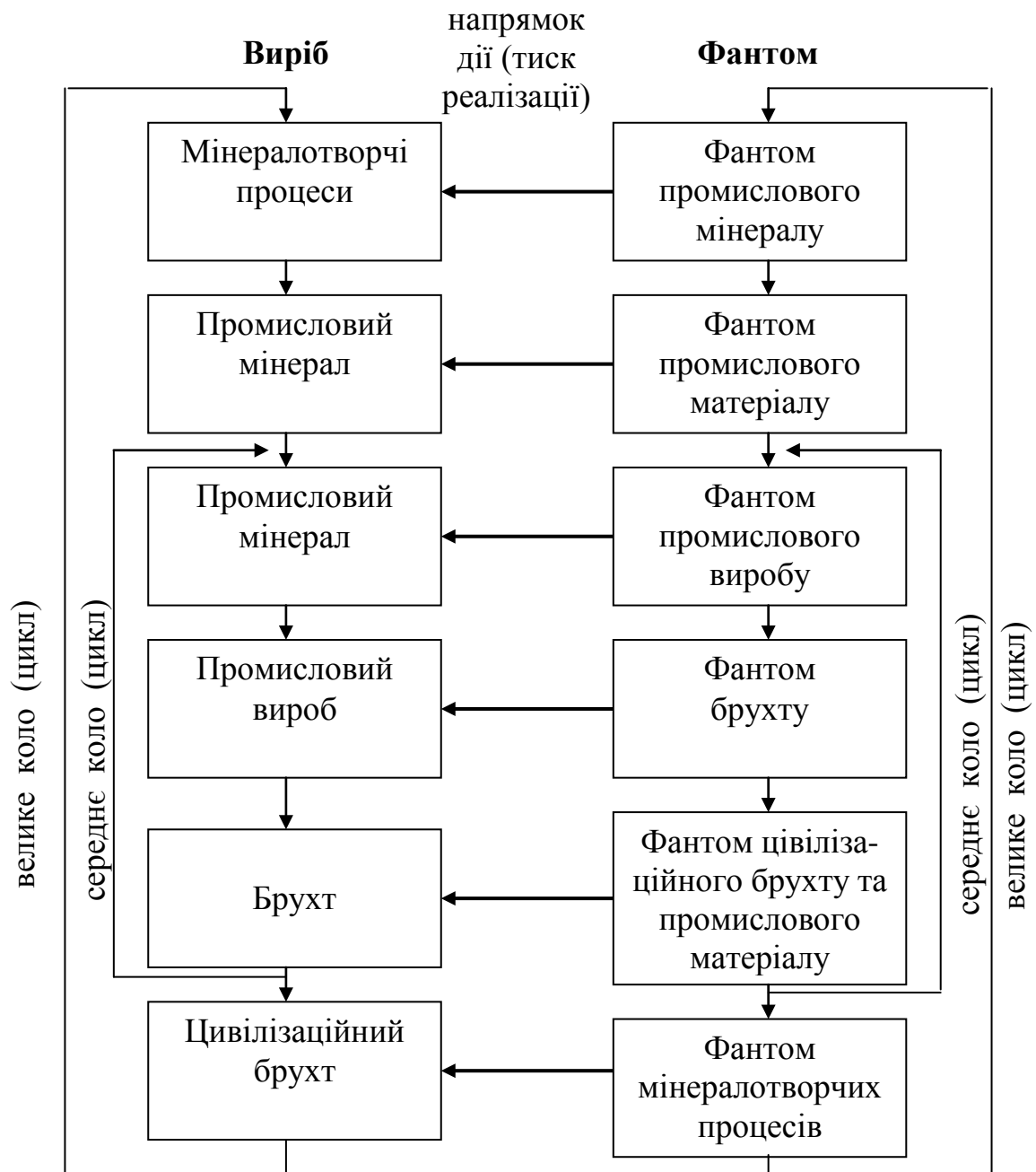


Рис. 2.3 Ланцюг технологічного фантому

Якщо мале коло є притаманним промислому виробництву, де є існування замкненого технологічного кола, то велике цивілізаційне коло охоплює не

тільки всі процеси, пов'язані із земною цивілізацією, а й процеси суто космічного характеру. Усі чотири кола пов'язані між собою низкою малих кіл – зв'язків дії.

Якщо спростити розгляд, прийнявши за тезу ту обставину, що кожний попередній виріб є сировиною для наступного, то мале коло матиме вигляд, зображений на рис. 2.4.

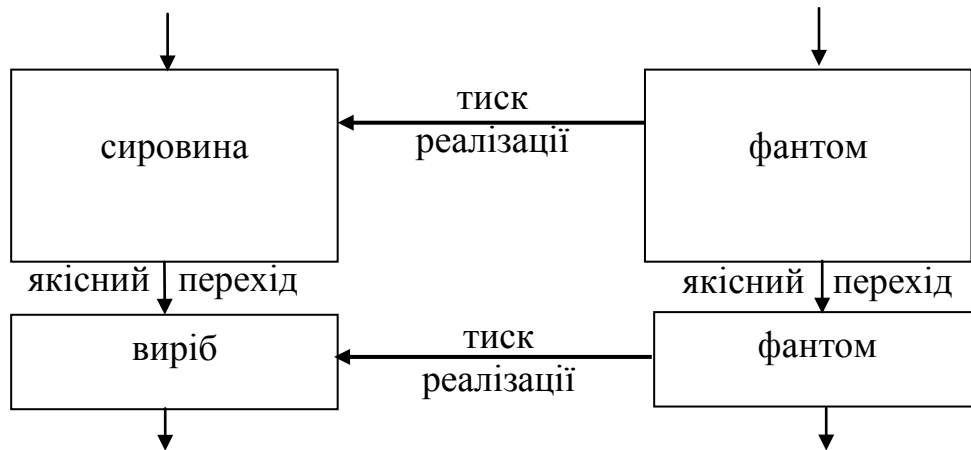


Рис. 2.4 Фантомний моноланцюг (мале коло)

Звідсіля видно, що кожний виріб під тиском технологічного фантому створює якісний перехід від сировини до виробу.

У широкому розумінні теза циклічності фантому та виробу може бути застосована до будь-якого процесу, який на тепер відомий. Були б це хемічні перетворення, ядерні процеси, будівля чи щось інше, вони завжди підкоряються законам взаємодії фантому та сутності, з якою він зв'язаний.

Отже є можливість констатувати наступні властивості технологічного фантому:

- кожний реальний-фізичний матеріал є потенціальним носієм технологічного фантому.
- кожний реальний-фізичний матеріал є технологічним фантомом від попередньої технологічної операції.
- кожний первинний технологічний фантом несталий до об'єднання з своїм виробом.
- кожний технологічний фантом створює інформаційний тиск на сировину з метою її якісного перетворення у виріб, до якого він тяжіє (тиск колоциклу, нерозривність фантом-виріб).
- ланцюг технологічних фантомів є замкненим у виробничому циклі сучасної технології (коло середнього циклу).
- ланцюг технологічних фантомів є замкненим у гео- та біосферному циклі (велике коло циклу).

- роз'єднання технологічного фантому зі своїм виробом означає руйнацію виробу, а не фантому. Фантом не руйнується, а тільки переходить з позитивного у негативний і навпаки.

### 2.3 Гіпотеза щодо виникнення технологічного фантому

Розгляд історії людства призводить до дуже цікавого висновку: у середовищі, де мешкає вся біологічна маса, є присутніми об'єкти, які мають перероблене природне походження. В основі цього походження є життєдіяльність людини, оскільки природа подібних речей не створює. Як наслідок виникає запитання: «Звідкіля і яким чином вони виникають?» Щодо необхідності цих об'єктів, можна однозначно відповісти, що вони створювалися задля полегшення технологічного процесу існування людини, адже людина в абстракті є технологічним об'єктом, який вирішує ті ж самі проблеми існування, що і камінь при дорозі, але вирішується це дещо різними шляхами. Розглядати зараз ці шляхи не будемо, оскільки це стосується конкретних технологій, і згадуватися ці процеси будуть лише у тих випадках, коли необхідно буде провести порівняльний аналіз технологічних процесів. Звернемося до іншої, не менш цікавої задачі, а саме: яким чином створювалися нові технічні рішення.

Тут необхідно навести такі приклади. Людина, яка першою взяла камінь в руку і розстрошила ним інший, була геніальною, бо вона зробила відкриття. Аналогічно до цього можна згадувати відкриття списа, лука та стріл, плавки металів тощо. Але все це було попри минуле, і як це відбувалося, є можливість лише гадати. За нашого часу, коли збереглися історичні документи, можна констатувати досить давні факти з історії науки та техніки [3]. Часом запропоноване цілком логічне технічне рішення тієї чи іншої проблеми суспільство не сприймає, і воно просто не реалізується достеменно або зовсім не реалізується.

Основним чинником такого явища є те, що суспільство на визначеному етапі свого розвитку просто не спроможне зрозуміти цього первинного фантому, і він, не маючи енергетичної підтримки по координаті, провалюється, тобто йому нема за що втриматися.

Для того, щоб не бути марнословами, наведемо приклад, який відомий усім технічно освіченим науковцям, та й взагалі освіченій людині.

Явище електрики (назва «*електрика*» має походження від грецької назви бурштину) відомо людській спільноті більш за 3000 років. Ще у древньому Єгипті були відомі гальванічні елементи. Тим не менш це цікаве фізичне явище на протязі усього часу було не більше ніж розвага. Лише у дев'ятнадцятому столітті воно виринає з небуття і об'єднується з магнетними явищами. Потім наприкінці дев'ятнадцятого сторіччя виникає фантом змінного струму як можливість передачі електромагнетного поля на відстань. Звернемо увагу на те, що навіть Герц, який реалізував цей фантом, не вірив у його практичне застосування. Світова спільнота просто не сприймала це явище навіть попри

математичні докази. Але у 1905 році таку передачу реалізували. Експерименти, які проводив М.Тесла, й досі не знайшли повного застосування та сприяття. У двадцятих роках двадцятого сторіччя реалізуються перші радіолампи та напівпровідникові елементи. Ще через двадцять років реалізується перший напівпровідниковий транзистор, який дозволяє значно зменшити об'єми підсилюючих пристроїв. Аналогічно з цим можна розглянути історію розвитку обчислювальної техніки, в основі якої лежить Булева алгебра, що взагалі вважали математичною розвагою, але вона була саме тим технологічним фантомом, який дозволив реалізувати сучасні комп'ютери.

Тобто тут можна спостерігати суцільний потік технологічних фантомів та вдалих та невдалих спроб їх реалізації.

З усього вище сказаного виникає досить слушне питання: «Невже не існує витоку, тобто коло технологічного фантому і виробу не має виходу за власні межі?»

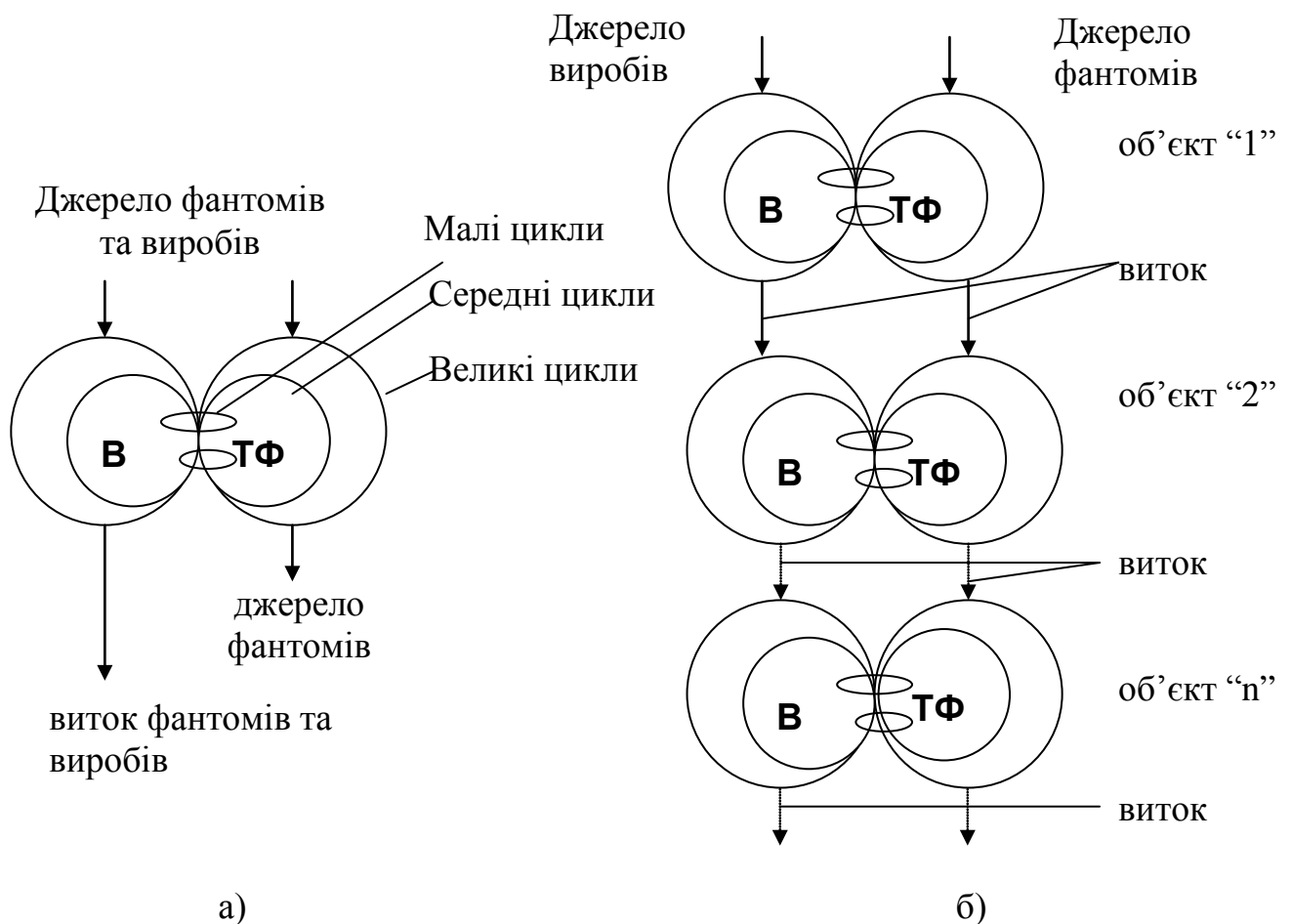


Рис. 2.5 Надвеликі фантомні ланцюги

Звичайно те, що тут пропонується, є тільки гіпотеза, але вона має під собою досить вагомі аргументи.

Якщо відобразити у спрощеному вигляді цикли з рис. 2.3 (див. рис. 2.5 а), то є можливість відобразити ситуацію у більш великому мірілі.

Звідсіля виникає можливість розглянути кілька цікавих ситуацій. По-перше, якщо є виток, то повинно бути й джерело, інакше наш світ дуже швидко вичерпав би себе геть у всіх циклах і розпався б до елементарних сталих часток. Тобто джерело повинно існувати. Якщо воно є, то постає питання: куди воно щезає в разі ентропії, бо світ був би просто переповнений виробами та технологічними фантомами. І якщо зникнення виробів ще якось можна пояснити, то зникнення технологічного фантому не має досить логічного пояснення.

Правда можна уявити собі ситуацію, коли усе зв'язано у надланцюг (рис. 2.5б). У такому випадку треба зауважити, що ми маємо чинники джерела та витоків, які пронизують велику кількість цивілізаційних процесів. І якщо перекид технологічного фантому з одного об'єкту цивілізації до іншого, ще якось можна пояснити, то перекид виробу є зовсім не пояснювальна річ.

До того ж ми розглядали фактично пасивний технологічний фантом, який спричиняє тільки інформаційний тиск на матеріал, але треба зауважити, що існують і активні технологічні фантоми, які спричиняють цілком конкретні дії (наприклад, литво і т.п.). Отже зовсім невідомо, як вони мають діяти у подібних ситуаціях, і якими якостями вони володіють. Окрім того ще не відомо, до яких конкретних наслідків призводить розрив технологічного фантому зі своїм виробом. Чи тільки до загибелі останнього ?

Тобто тут матимемо кілька чинників, які не дають можливості повністю обґрунтувати цю версію. Найбільш обґрунтованою на думку авторів це буде гіпотеза, за якою кожний цивілізаційний об'єкт має свою технологічну масу, а технологічні фантоми чекають на своє втілення у конкретний виріб цивілізації. Тобто технологічні фантоми мають свій вхід та вихід з цивілізаційних циклів.

На підставі вищесказаного можна дійти висновку, що технологічний фантом є матеріальною сутністю, оскільки її існування підтримується як у часі, так і у просторі енергетично та спирається у своєму існуванні на реальні об'єкти. Технологічне застосування полягає в тому, що технологічний фантом це є ідеальне втілення технологічного задуму, а отже може слугувати за технологічного зразка (еталона) дуже зручного у користуванні.

### РОЗДІЛ 3

#### ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ АБСТРАКТНОЇ СУТНОСТІ

Вимоги до сучасного приладобудування поступово підвищуються з огляду на отримання високої та надвисокої точності виготовлення деталей. Як довели авторські дослідження цього питання [4], існує низка щільно зв'язаних між собою науково-практичних проблем. Наразі достеменно вирішити ці проблеми, використовуючи лише застарілий підхід, вкрай важко, позаяк при цьому визначено тільки кількість ланок між цими складними задачами. Розв'язання їх можливо лише при спілкуванні фахівців з металообробки та електронних контрольно-вимірювальних систем щодо створення єдиного погляду на фізико-механічні процеси, які виникають при обробці матеріалів. Основна проблема полягає у невизначеності задачі зворотного зв'язку в системі як у єдиному цілому. Тобто мається на увазі невідконтрольність процесу металообробки, коли нібито і досконала електромеханічна, електронна система не дає можливість отримати високі показники точності виготовлення деталі. У цьому випадку навіть високі точності виготовлення верстата і високі точності виготовлення інструмента не надають можливості гарантувати отримання відповідних технологічних якостей продукції.

Оскільки оперувати реальним технологічним об'єктом вкрай незручно, то для розгляду проблеми було введено поняття про абстрактну сутність (АС), яка має усі властивості деталі. Необхідно також помітити, що сутність за своєю побудовою є досить складною структурою, або системою, яка у своєму найскладнішому прояві має безліч складових. Для створення та дослідження АС було використано основні засади технології ТОНТОР [4]. Згідно цих основ об'єкти є різними за фізико-хімічними властивостями, і коли хоча б одна властивість відсутня для одного з двох схожих об'єктів, це є підставою для визначення координати у просторі та часі між ними.

По-друге, кожний об'єкт створює навколо себе зону присутності, що є залежною від його внутрішніх властивостей. Зона присутності за своєю просторово-часовими характеристиками форми залежна від форми об'єкту та його ворокола. Простір, який займає об'єкт під час циклу ворокола, є панданим, тобто приналежним зоні руху фізичної маси [4, 5], у якій АС має максимальну потужність:

$$F = \frac{K_{\Phi}}{x^{n-1}}, \quad (3.1)$$

де  $F$  – потужність, яку виробляє визначений фізичний закон (відповідно до фізичного явища) на відстані  $x$  від початку координати своєї дії;

$K_{\Phi}$  – коефіцієнт визначеного фізичного закону;

$n$  – коефіцієнт ступеню ( $0 \div 15$ ), який фактично визначає межу зони присутності фізичного закону до тієї межі, коли він зливається з навколишнім тлом.



Користуючись цією загально фізичною залежністю є можливість стверджувати, що існує умовний розподіл на зони взаємодії будь-якої АС з навколишнім середовищем. Конкретно це має вигляд як поняття: *вакуум*  $\rightarrow$  *повітря*  $\rightarrow$  *рідке*  $\rightarrow$  *м'яке*  $\rightarrow$  *тверде*. Саме ці поняття визначають ступінь коефіцієнту  $n$  у залежності (3.1), і який визначає зростання потужності дії того чи іншого закону на відстані  $x$ .

Якщо розглянути цю ситуацію більш достеменно (рис. 3.1), може з'явитися ілюзія того, що, наприклад за умови значення  $n = 0$  фізичний закон не втрачає своєї потужності на будь-якій відстані, але реально необхідно враховувати енергетичні розсіювання у середовищі, що є засобом передачі цієї енергії. У такому випадку ми повинні визначитись лише з необмеженим наближенням коефіцієнту  $n$  до нуля, тобто максимальна потужність вихідного сигналу залежить від якості передачі енергії у середовищі. Наприклад, простий стрижень при натисканні на один з його торців передаватиме силу тиску практично без втрат, якщо не звертати увагу на енергію, яка витрачається на внутрішні деформації.

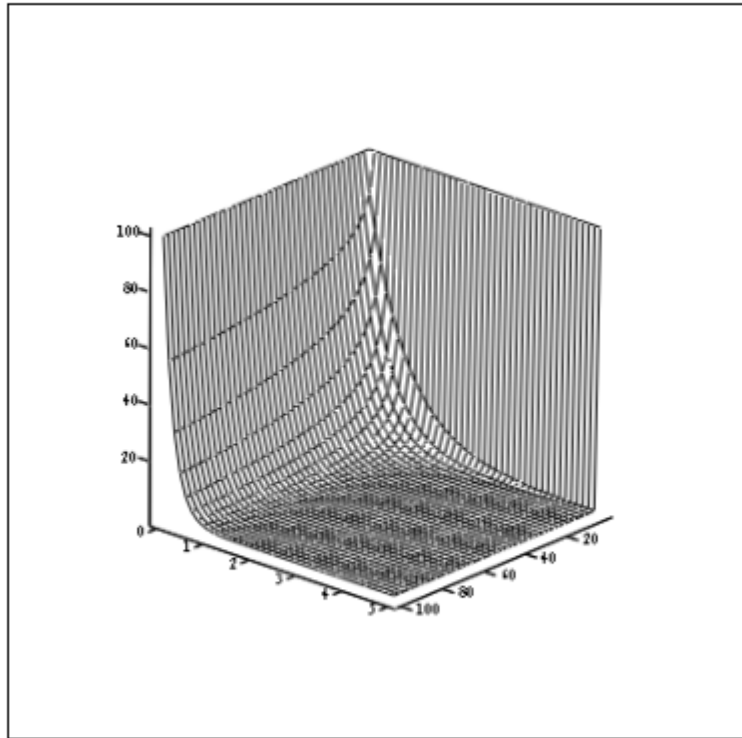


Рис. 3.1 Залежність потужності дії фізичних законів від ступеня  $n$  та відстані  $x$

Аналогічна ситуація є стосовно координати  $x$ , коли виникає ілюзія того, що при значенні  $x = 0$  потужність дії фізичного закону сягає нескінченності. У реальному випадку цього не відбувається, тому що координата обмежена розмірами АС, яка своєю геометрією визначає конфігурацію польової структури потужності дії того чи іншого закону ( $K_{\Phi}$ ) у навколишньому

середовищі. До цієї ситуації можна навести наступний приклад. Закон Біо-Савара-Лапласа є двоступеневий, тобто зростання напруженості магнетного поля у середині АС відбувається за функцією  $y = Kx$ , в той час, як ззовні цей закон працює за залежністю  $y = K/x$ . У такому випадку максимальна напруженість магнетного поля буде на поверхні АС, якому притаманні магнетні властивості.

Одночасно з цим необхідно помітити, що у випадку прив'язки величини потужності  $F$  до конкретної еталонної (А/м, В/м, кГ/м<sup>2</sup>) ми маємо можливість для кожного  $K_\Phi$  та сталого  $n$  отримати жорстко зв'язану з ним величину  $x$ , яка може бути дуже зручною у користуванні. Для цього, наприклад, можна розглянути закон Ома. Якщо електричний опір перевести у лінійну довжину дроту з координатою  $x$  від 0 до певного значення. Користуючись усім вищесказаним авторами було теоретично та практично доведено, що існують зони [4], які умовно можна поділити на дві, тобто **панданна (ПЗ)** та **зона присутності (ЗП)** (терміни запропоновано авторами вище). Потужність будь-якої з цих зон визначається потужністю навколишнього середовища, яке протидіє АС. Тому для технологічних систем, які реєструють перехід від однієї АС до другої, є першочергова задача визначення плинної координати поверхні деталі та забезпечення високої якості процесу торкання інструмента до деталі як кінцевого факту отримання параметрів якості металообробки (геометричних розмірів, шорсткості тощо), тотожних заданим у технічній документації параметрам.

### 3.1 Властивості абстрактної сутності

Властивості АС є дуже важливиим чинником підтвердження його існування як такого. У першу чергу це є засіб існування, оскільки тільки через свої властивості АС має можливість підтримувати свою взаємодію як серед подібних собі, так і серед чужерідних об'єктів, які загрожують його існуванню. По-друге, використовуючи свої можливості, АС має можливість інформувати навколишній простір про своє існування, спосіб життя та наміри. По-третє, завдяки своїм властивостям АС досліджує навколишні об'єкти, вивчає їх поведінку з метою подальших стосунків та спільної взаємодії.

Вочевидь є те, що будь-який об'єкт, існуючий у просторі та часі, повинен мати деякий матеріальний об'єм, масу та поверхню. Це є первинні властивості АС. Так, наприклад, об'єм АС  $V$ , може бути записаний наступною математичною залежністю, якщо функція його геометрії відома, тобто  $f(x,y,z)$  [5, 6]:

$$V = \iiint\limits_{(V)} f(x, y, z) \cdot dx dy dz \quad (3.2)$$

Маса АС є нерівномірно зосередженою по його об'єму, і тому вона має теж свою функціональну залежність від координат, тобто якщо просторова область  $V$  заповнена масою з щільністю  $\delta(x,y,z)$ , то повна маса  $V$  дорівнює:

$$M = \iiint_{(V)} \delta(x, y, z) \cdot dx dy dz. \quad (3.3)$$

Площа поверхні АС у випадку завдання її параметрично  $x = x(u, v)$ ,  $y = y(u, v)$ ,  $z = z(u, v)$ , визначається поверхневим інтегралом, як

$$\Delta S = \iint_{(\bar{A})} \sqrt{EG - F^2} du dv, \quad (3.4)$$

де 
$$E = \left( \frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial u} \right)^2;$$

$$F = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial y}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} + \frac{\partial z}{\partial u} \frac{\partial z}{\partial v};$$

$$G = \left( \frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial v} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial v} \right)^2.$$

У такому випадку центр ваги АС не співпадатиме з його геометричними координатами, тобто, якщо  $x_B, y_B, z_B$  є координатами центра ваги просторової області, заповненою масою зі щільністю  $\delta(x, y, z)$ , то:

$$\begin{aligned} x_B &= \frac{1}{M} \iiint_{(V)} x \delta(x, y, z) \cdot dx dy dz; \\ y_B &= \frac{1}{M} \iiint_{(V)} y \delta(x, y, z) \cdot dx dy dz; \\ z_B &= \frac{1}{M} \iiint_{(V)} z \delta(x, y, z) \cdot dx dy dz. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Внаслідок властивостей ваги, об'єму та центру мас АС матиме відповідні моменти інерції, тобто якщо об'єм  $V$  заповнено масою з щільністю  $\delta(x, y, z)$ , щодо осей  $X, Y, Z$  відповідні моменти інерції:

$$\begin{aligned} I_x &= \iiint_{(V)} (y^2 + z^2) \delta dV; \\ I_y &= \iiint_{(V)} (z^2 + x^2) \delta dV; \\ I_z &= \iiint_{(V)} (x^2 + y^2) \delta dV. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Наслідком існування АС як маси з обмеженим об'ємом є сила гравітаційного тяжіння  $F$ , з якою просторовий об'єм  $V$ , заповнений масою зі щільністю  $\delta(x, y, z)$ , за законом Ньютона діє на матеріальну точку  $P = (x_l, y_l, z_l)$  з одиничною масою, мають компоненти:

$$\begin{aligned} F_x &= \gamma \iiint_{(V)} \frac{x - x_l}{r^3} \delta dx dy dz; \\ F_y &= \gamma \iiint_{(V)} \frac{y - y_l}{r^3} \delta dx dy dz; \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$F_z = \gamma \iiint_{(V)} \frac{z - z_1}{r^3} \delta x dy dz ;$$

де  $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$ ,  $\gamma$  – гравітаційна стала.

Усі вищенаведені властивості АС є первинними разом зі складом речовини та її структурою. Усі інші властивості є наслідком внутрішньої побудови АС та її внутрішньою взаємодією.

### 3.2 Внутрішня структура абстрактної сутності

Внутрішня структура АС є досить складною. Основним чинником цього явища є агрегатна або модульна побудова. Причиною такої побудови є те, що АС набуває або втрачає свою масу дискретно, хоч це й не завжди видно з першого погляду.

Відтворення технологічного процесу зрощування маси АС не може бути повноцінним без пояснення енергетичних процесів, які діють на його масу, та самого пояснення, що таке є технологічна маса. На тепер ми маємо багато теоретичних викладок щодо енергії як такої та її носія – маси. Серед цих теоретичних і практичних розробок відсутнє основне поняття - це узагальнена поведінка технологічної маси, яка знаходиться на певному енергетичному рівні. Здебільшого всі теорії стосуються конкретних процесів і зовсім не мають можливості узагальнення.

Один з найбільш популярних сучасних методів розрахунків - це метод кінцевих елементів, який має дуже багато недоліків і навряд чи зможе конкурувати на назву зразкового з причини дуже складного математичного апарату. В основу цього методу покладено розсічення об'єктів дослідження на елементарні об'єми, для яких вираховуються енергетичні характеристики і диференційовано для кожного елементу, і для об'єкту загалом. Точність обчислень зростає з кількістю елементів, але якщо цю кількість спрямовано до нескінченності, то вся задача перетворюється на абсурд. Окрім того, цей метод зовсім не враховує електромагнітні якості матеріалу, які є фундаційними щодо світобудови [7].

В основу нової теоретичної тези покладено мікроелемент, який суттєво відрізняється від попередньої тим, що цей мікроелемент враховує похибки попередньої методики. Цей мікроелемент є вже зародженим при побудові матеріалу, виробу тощо. Такий мікроелемент має назву силової електромагнетної частки (СЕМЧ), якій притаманні всі фізичні якості матеріалу, і яка підкоряється фізико-хімічним законам.

Розглянемо характеристики цього мікроелементу (рис. 3.2).

Згідно цього теоретичного положення СЕМЧ має три еквіваленти: механічний, електричний та магнетний.

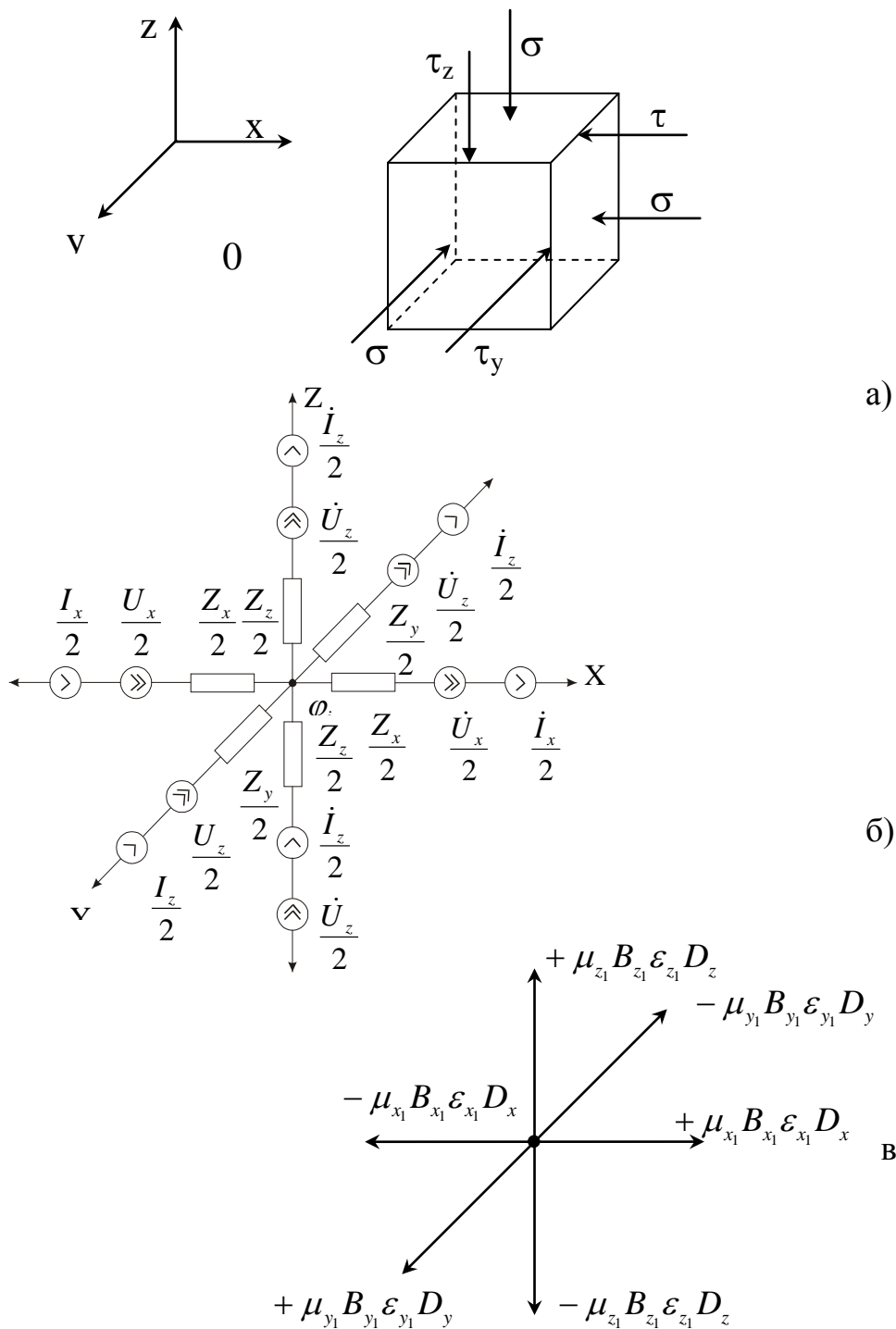
Як механічний елемент вона має свій механічний еквівалент, який охоплює силові механічні властивості АС:  $E_{\text{СЕМЧ}}$  – енергетична насиченість;  $m_{\text{СЕМЧ}}$  – маса СЕМЧ;  $m_{\text{Ю}}$  – модуль Юнга;  $E_{\text{П}}$  – модуль Пуассона;

$(\sigma_z, \tau_z), (\sigma_x, \tau_x), (\sigma_y, \tau_y)$  – нормальні та тангенціальні сили;

Електричні та електрохімічні властивості мають відповідний електричний еквівалент, через наступні величини:

$(\dot{U}_z, \dot{I}_z), (\dot{U}_y, \dot{I}_y), (\dot{U}_x, \dot{I}_x)$  – координатні джерела напруги та струму;

$\dot{Z}_z, \dot{Z}_y, \dot{Z}_x$  – координатні імпеданси;  $\varphi_i$  – потенціал СЕМЧ.



а) силові властивості ; б) електричні властивості; в) магнетні властивості

Рис. 3.2 Основні властивості СЕМЧ

Для електромагнетного еквіваленту це є:

$-\mu_z, +\mu_z, -\mu_y, +\mu_y, -\mu_x, +\mu_x$  – магнетна проникність по координатах  
 $-B_x, +B_x, -B_y, B_y, B_z, B_z$  – магнетна індукція по координатах  
 $-\varepsilon_{x_1}, +\varepsilon_{x_1}, -\varepsilon_{y_1}, +\varepsilon_{y_1}, -\varepsilon_{z_1}, +\varepsilon_{z_1}$  – діелектрична проникність по координатах  
 $-D_x, +D_x, -D_y, +D_y, -D_z, +D_z$  – діелектрична індукція по координатах.

Механічний еквівалент має сталі значення фізико-механічних якостей матеріалу. Тобто в першу чергу це нормальні напруги  $\sigma_x, \sigma_y$  та  $\sigma_z$  та тангенціальні  $\tau_x, \tau_y$  та  $\tau_z$ . Окрім того, їм притаманні значення силових констант матеріалу, тобто модуль  $E_{\text{Ю}}$  Юнга та модуль  $E_{\text{П}}$  Пуассона.

В електричному еквіваленті СЕМЧ, обґрунтований на таких сталих, як:  $\dot{U}_z, \dot{U}_y, \dot{U}_x$  – координатні джерела напруги,  $\dot{I}_z, \dot{I}_y, \dot{I}_x$  – координатні джерела струму,  $\dot{Z}_z, \dot{Z}_y, \dot{Z}_x$  – координатні імпеданси та  $\phi_i$ , який несе в собі електричний потенціал СЕМЧ. Щодо електромагнетного еквівалента, то він уособлює в собі такі фізичні сталі, як:  $\mu_z, \mu_y, \mu_x$  – координатні магнетні проникаючі здібності,  $\varepsilon_z, \varepsilon_y, \varepsilon_x$  – координатні електричні проникаючі здібності,  $B_z, B_y, B_x$  – координатні магнетної індукції,  $D_z, D_y, D_x$  – координатні електричні індукції.

Узагальнюючою енергетичною характеристикою СЕМЧ є  $E_{\text{СЕМЧ}}$ , яка є енергетичною насиченістю матеріалу і має комплексний характер.

Якщо звернутись до всесвітнього закону розпаду, то стосовно СЕМЧ доцільно використати наступну залежність:

$$E = \frac{mS}{t^2}, \quad (3.8)$$

де  $E$  – повна енергія СЕМЧ;

$m$  – маса СЕМЧ;

$S$  – площа СЕМЧ;

$t$  – час життя СЕМЧ.

Зробимо наступне перетворення:

$$m = \frac{Et^2}{S}, \quad (3.9)$$

звідкіля видно, що маса пов'язана з енергією розпаду тим більше, чим менша площа СЕМЧ, яка огортає її енергетичний потенціал, чим більше часу вона існує, і навпаки. Якщо уявити, що така СЕМЧ має ідеальну структуру, то унаслідок цього його площу можна уявити як елемент ідеальної площі, з якої складається загальна площа об'єкта  $S_i$ .

Використовуючи рекурентну залежність розпаду:

$$n_{i+1} = n_i(i+2), \quad (3.10)$$

де  $n_i$  – кількість частинок попереднього розпаду;

$i$  – ступінь розпаду, що визначається.

Є можливість інтерполювати тезу про те, що у кожному об'єкті існує така кількість часток, що дає можливість його побудувати.

Отже, узагальнюючи вищесказане, є можливість констатувати, що:

$$m_T = \frac{E_T t^2}{S_i}, \quad (3.11)$$

де  $m_T$  – технологічна маса АС;

$S_i$  – площа АС;

$E_T$  – повна енергія, що замкнена в об'ємі з поверхнею  $S_i$ .

Кожна частка (СЕМЧ) може бути енергетично негативною або енергетично позитивною. Тобто, якщо уявити собі, що АС є масою матеріалу, яка обмежена площею  $S_i$ , то можна стверджувати, що поверхня  $S_i$  є границею переходу «позитив-негатив» і навпаки. Прикладом може бути створення об'єкта, технологічна маса якого знаходиться в рідкому стані, тобто позитивно насиченою масою, що скидає свою енергію у навколишній простір. Викид енергії продовжується, доки АС не набере сталої форми, тобто, наприклад, не відбудеться процес кристалізації. Під час усього процесу (кристалізації) частина маси, яка знаходилась ближче до поверхні, матиме мілку структуру кристалів, яка зростає за віддаленням від поверхні. Це пояснюється тим, що окрім просторового розпаду взагалі, кожний СЕМЧ має лінійний напрямковий розпад згідно закону розпаду енергії:

$$E_T = \frac{I_T x}{t}, \quad (3.12)$$

де  $I_T = V_T m_T$  – технологічний імпульс;

$m_T$  – технологічна маса;

$V_T$  – технологічна швидкість;

$x$  – подовженість по координаті розпаду;

$t$  – час розпаду.

Отже, наявність відцентрового розпаду енергії призводить до того, що кристалічна структура у своїх розмірах змінюється згідно енергетичного розпаду і повинна підпорядковуватись залежності:

$$\xi = \ln \eta, \quad (3.13)$$

де  $\xi$  – подовженість;

$\eta$  – енергетична розповсюдженість.

Об'єкт, будучи обмежений своєю поверхнею (тобто зколапсованою у просторі енергетичною масою), продовжує існувати за своїм прямим призначенням, охоплений такими самими об'єктами. Але, оскільки всі об'єкти не можуть мати однакові потужності, то у сукупній руйнації всього об'єкту (тощо) деякі з них мають меншу міцність, і перетворюються у абсорбент енергії у відношенні до всього об'єкту. За таких обставин ці об'єкти (або вузли),

знаходячись під тиском потужності, відбирають енергію у більш потужних об'єктів та вузлів і виходять з ладу.

Якщо звернути увагу на те, що загальна енергія АС:

$$E = \xi e^x, \quad (3.14)$$

де  $\xi$  – енергія однорідно-спорідненої частинки;

$x$  – подовженість АС, то лінійна енергетика величини  $\sigma$  буде:

$$\sigma = \frac{E}{x} = \frac{\xi}{x} \cdot e^x. \quad (3.15)$$

Математично  $e^x$  можливо розкласти у ряд:

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^i}{i!} + \dots + \frac{x^n}{n!}, \quad (3.16)$$

де  $n$  – кількість часток у просторі АС, тобто це є характер розподілу часток у просторі АС.

Звідкіля можна визначити, що найменшій частинці буде еквівалентне співвідношення  $\frac{x^n}{n!}$ , тобто є можливість зробити запис для лінійної енергетичності частки  $n$ , яка знаходиться на межі поверхні:

$$\sigma_n = \frac{\xi}{x} \cdot \frac{x^n}{n!}. \quad (3.17)$$

Отже, якщо зауважити, що  $\sigma$  змінюється у межах  $\infty \leq \sigma \leq e$ , тобто на межі поверхні значення  $\sigma$  становить  $e$ , то є можливість зробити наступні перетворення:

$$\sigma_n = \frac{\xi}{x} \cdot \frac{x^n}{n!}, \text{ або } e = \xi \cdot \frac{x^{n-1}}{n!}. \quad (3.18)$$

Звідсіля маємо наступне:

$$x^{n-1} = \frac{e \cdot n!}{\xi}, \text{ або } x = \sqrt[n-1]{\frac{en!}{\xi}}. \quad (3.19)$$

Тобто кожній координаті подовженості об'єкту відповідає лінійний розмір частки матеріалу:

$$x_i = \sqrt[i-1]{\frac{ei!}{\xi}} \quad (3.20)$$

де  $i$  приймає значення 1, 2, 6, 24, 120, 720...

### 3.3 Технологічний процес отримання маси абстрактної сутності

У природному середовищі, як і у технічному, чистих технологічних процесів, котрі однозначно визначалися, як будівні або руйнівні, відносно АС дуже обмежена кількість. Здебільшого технологічний процес має хвильовий характер, коли одна технологія змінює іншу. Основним чинником побічного явища є те, що реальний АС намагається у своєму розвитку (створенні) набути тої самої довершеності, яку має ТФ. Нарощування властивостей АС у часі є



детермінованим і в силу інерційності основної властивості маси має яскраво окреслену інтегруючу характеристику.

Попри всі властивості АС згадані вище, безпосереднім параметром, який впливає на його кінцеві властивості є геометричні розміри, котрі згідно з (3.19) є межею якості. Достатньо звернутися до виразу (3.19), щоб зрозуміти, що на першому місці з цих властивостей є площа поверхні АС щільно пов'язана з процесом утворення маси.

Як ми вже зауважили вище, кожний об'єкт може бути виготовлений за допомогою позитивної або негативної технології. Оскільки, як було розглянуто раніш, обидва процеси мають дзеркальну схожість, то застосуємо ту ж саму методологію, тобто рис. 3.3, але з певними обмеженнями. Роздивимось наступні два випадки, котрі зустрічаються при виготовленні об'єкта (рис. 3.4).

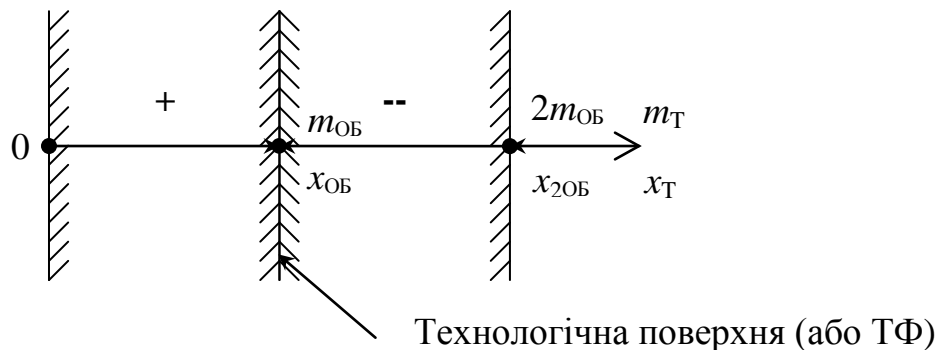


Рис. 3.3 Загальне визначення задачі

На рис. 3.4 у спрощеному вигляді зображено шлях кожної з технологій до поверхні. З лівого боку працює позитивна технологія, яка уявно відтворює фізичне тіло об'єкта до координати  $x_{\text{ОБ}}$  та  $m_{\text{ОБ}}$  нарощуванням технологічної маси за законом  $m = f(x)$ , коли “ $x$ ” змінюється у межах  $0 \leq x \leq x_{\text{ОБ}}$ . З правого боку працює негативна технологія, яка уявно створює об'єкт з технологічної маси  $2m_{\text{ОБ}}$  згідно того ж закону  $m = f(x)$ , але “ $x$ ” змінюється у межах  $x_{\text{ОБ}} \leq x \leq x_{2\text{ОБ}}$ .

У цих двох технологіях нас цікавлять дві речі:

- по-перше, це закон, згідно якого ми можемо отримати  $m_{\text{ОБ}}$  в обох технологіях, тобто  $m \pm = f(x)$ , де  $x$  змінюється у межах  $0 \leq x \leq x_{2\text{ОБ}}$ ;

- по-друге, швидкість зрощування технологічної маси об'єкту, тобто  $\frac{dm}{dx}$ .

Проаналізуємо ситуацію у обох випадках, тобто як характер тієї чи іншої функції у критичних координатах об'єкта. На початку, коли  $x = 0$  функції  $m = f(x)$  та  $\frac{dm}{dx}$  теж дорівнюють нулю, тобто при:

$$x=0 \left| \begin{array}{l} m \pm f(x) = 0 \\ \frac{dm}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (3.21)$$

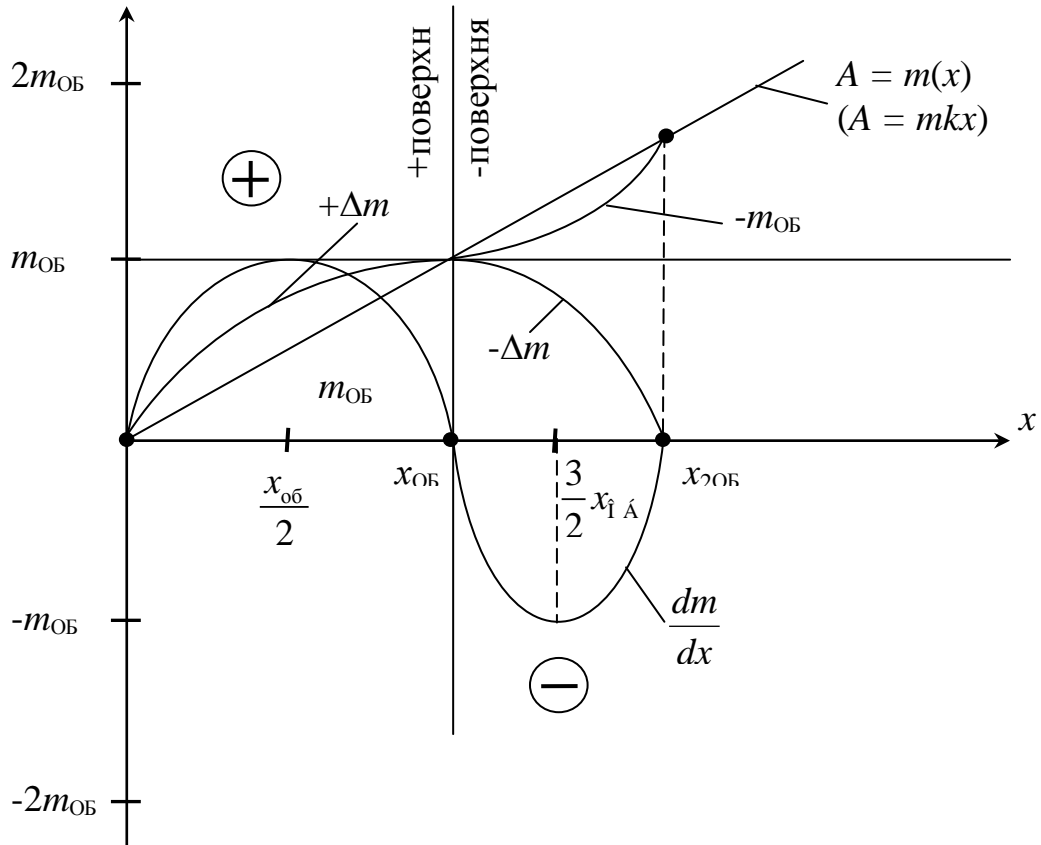


Рис. 3.4 Процес отримання маси АС у позитивно-негативних технологіях

Для координати  $x = x_{\text{ОБ}}$  повинні виконуватись умови:

$$x = x_{\text{ОБ}} \left| \begin{array}{l} m \pm f(x_{\text{ОБ}}) = \max = m_{\text{ОБ}} \\ \frac{dm}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (3.22)$$

І нарешті, у третій точці координат матимемо:

$$x = x_{2\text{ОБ}} \left| \begin{array}{l} m \pm f(x_{2\text{ОБ}}) = 0 \\ \frac{dm}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (3.23)$$

Якщо поведінка функції  $m \pm f(x)$  зрозуміла, тобто з обох технологічних шляхів маємо нездоланну межу у вигляді технологічної поверхні з координатою  $x_{\text{ОБ}}$ , де формується максимум функції  $-m_{\text{ОБ}}$ , то для  $-\frac{dm}{dx}$  не зовсім так, але це на перший погляд. У координатах  $x = 0$  та  $x = x_{\text{ОБ}}$

відбуваються два протилежних явища. Якщо у координаті  $x = 0$  ще не почалось зрощування технологічної маси об'єкта по позитивній технології, то у координаті  $x = x_{об}$  ще не почалось її зниження по негативній технології. Тому й

$\frac{dm}{dx} = 0$ . За підходом до координати  $x = x_{об}$  у позитивній технології

припиняється зрощування маси матеріалу і таким чином  $\frac{dm}{dx} = 0$ .

З іншого боку у негативній технології гальмується знищення технологічної маси при підході до координати  $x = x_{об}$ , звідкіля  $\frac{dm}{dx} = 0$ . Такий характер

функції  $\frac{dm}{dx}$  вказує на те, що вона має періодичний характер відносно

координати  $x$ . З цього висновку є можливість стверджувати, що  $\frac{dm}{dx}$  має вигляд:

$$\frac{dm}{dx} = A \cdot \sin\left(\frac{\pi}{x_{об}} \cdot x\right), \quad 0 \leq x \leq 2x_{об}. \quad (3.24)$$

де  $A = m(y)$  – функція зрощування або знищення технологічного матеріалу по координаті  $x$ , тобто це закон зміни лінійної маси об'єкта, де функція  $y$  може бути:  $kx$ ;  $\pi x^2$ ;  $kx + b$  тощо.

Інтегруючи цей вираз по  $dm$  матимемо:

$$m_{об}^{\pm} = m(y) \cdot \cos\frac{\pi}{x_{об}}\left(\frac{x_{об}}{2} + x\right), \quad (3.25)$$

тобто зрощування або знищення маси АС згідно позитивно-негативної технологій. Якщо ці процеси розвести, то матимемо наступне:

$$m_{об}^{+} = m(x_{об}) \cdot \cos\frac{\pi}{x_{об}}\left(\frac{x_{об}}{2} + x\right) \quad (3.26)$$

для позитивної при  $0 \leq x \leq x_{об}$ , і

$$m_{об}^{-} = m(x_{2об}) - m(x_{об}) \cdot \cos\frac{\pi}{x_{об}}\left(\frac{x_{об}}{2} + x\right) \quad (3.27)$$

для негативної при  $x_{об} \leq x \leq x_{2об}$ .

З графічних залежностей  $m_{об}^{+}, m_{об}^{-}$  та  $\frac{dm}{dx}$  (рис. 3.4) випливає, що обидва процеси є гармонічно-дуалістичними один до одного, що й треба було довести.

Теоретично обидві технології збігаються біля поверхні, але практично завжди існує розбіжність. Тобто  $|m_{об}^{+} - m_{об}^{-}| > 0$  і завжди є мала частка АС, котра

задовольняє наступні технологічні процеси і завжди  $\frac{dm}{dx} \neq 0$ , тобто як наслідок є

можливість технологічного доведення АС. У загальному технологічному плані

це має назву поля допуску для АС.

З математичного погляду для цього існує аналітичний вираз:

$$\lim_{dx \rightarrow 0} \frac{dm}{dx} = \Delta, \quad (3.28)$$

де  $\Delta$  – є мінімально можливе значення  $\frac{dm}{dx}$  для конкретного технологічного процесу.

Звідсіля дуже добре видно, що максимальна точність кожного технологічного процесу залежить не тільки від точності позиціювання інструменту, а й від мінімально можливої технологічної маси, котра підлягає зрощуванню або знищуванню в обох технологіях. Ця ситуація є додатковим ствердженням того, що  $|m_{\text{об}}^+ - m_{\text{об}}^-| > 0$ .

### 3.3.1 Процеси утворення поверхні абстрактної сутності

Розгляд геометричних властивостей АС (п.3.1) показує, що наразі є можливість оперувати трьома параметрами, тобто: подовженість, площа поверхні, об'єм. З першого погляду здається, що такі параметри, як подовженість та об'єм є більш інформативними.

Розглянемо спочатку подовженість. **Подовженість АС** є радіус-вектор, який проведено з геометричного центру АС. Визначення функції подовженості є досить складним математичним процесом, оскільки основна проблема прихована у визначенні координат геометричного центру АС. Основна риса подовженості - це розмір АС у тому чи іншому напрямку.

Подовженість має значну залежність від поверхні АС. На перший погляд об'єм є більш інформативним параметром ніж подовженість, оскільки може приймати вигляд різних фігур у просторі в залежності від впливу зовнішніх чинників. У такому випадку визначити загальний об'єм на тлі можливих деформацій вкрай важко. Рідко, коли за варіаціями подовженості та об'єму є можливість визначити властивості АС. З цього погляду площа поверхні АС є більш інформативною, оскільки вона несе на собі відбиток внутрішньої структури об'єкту, що надає можливість визначити властивості, навіть у тому випадку, коли поверхня вкрита якимось захисним шаром, як шкіра у людини тощо. Таке здавалося б протиріччя зникає, якщо констатувати факт, що будь-яка АС здатна створювати захисні поверхні лише такі, на які вона здатна. Звідсіля можна зробити висновок, що поверхня будь-якого об'єкту є інформатор про його якісну побудову.

Отже, усе вищесказане дає можливість сформулювати попереднє визначення поверхні АС, тобто: **поверхня АС** є поверхнею надтонкої товщини, відокремлююча масу АС від зовнішнього середовища, якій притаманна особиста геометрія, яка зв'язана із законом побудови об'єкта. Що стосується процесів, внаслідок яких відтворюється поверхня (за сучасним станом), можна

зробити висновок, що її може бути виконано у два способи: або нарощуванням технологічної маси або її знищенням.

Тобто є ситуація, за якої поверхня об'єкта відтворюється нібито зсередини ( $+\Delta m$ ), коли маса об'єкта нарощується доти, доки не зупиниться у своїх розмірах, встановлених межами розповсюдження. У іншому випадку, тіло об'єкта формується ззовні ( $-\Delta m$ ), тобто знищується надлишкова маса між попереднім об'єктом і потрібним. Узагальнюючи вище визначену тезу є можливість відобразити це у графічному та аналітичному вигляді (рис. 3.5).

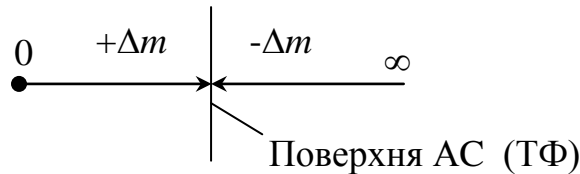


Рис. 3.5 Процес утворення поверхні АС

Звідсіля маємо висновок, що процес з нарощуванням маси ( $+\Delta m$ ) є замкненим у просторі, а технологія із знищенням є відкритою у зовнішнє середовище. Це означає, що технологічні процеси з нарощуваною технологією є обмежені за своїми можливостями у порівнянні з руйнівними.

Якщо внести поняття відносної позитивної маси  $\frac{dm_T^+}{m_T^+}$  та поняття відносної негативної маси  $\frac{dm_T^-}{m_T^-}$ , то є можливість на першому етапі записати спрощене рівняння для отримання з технологічної маси ( $m_T^+, m_T^-$ ) маси об'єкта  $m_{\text{ОБ}}$ .

У такому випадку матимемо наступне рівняння:

$$\int_{\varepsilon}^{m_{\text{ОБ}}^+} \frac{dm_T^+}{m_T^+} = \int_{\infty}^{m_{\text{ОБ}}^-} \frac{dm_T^-}{m_T^-}. \quad (3.29)$$

Оскільки за умовою тотожності процесу існує принцип рівноваги позитивно-негативних технологій, тобто є обмеження по  $\varepsilon$  (точність виконання форми):

$$\int_{\varepsilon}^{m_{\text{ОБ}}^+} \frac{dm_T^+}{m_T^+} = \int_{\varepsilon}^{m_{\text{ОБ}}^-} \frac{dm_T^-}{m_T^-}. \quad (3.30)$$

Вирішуючи цей інтеграл маємо:

$$\ln |m_{\text{ОБ}}^+| - \ln |\varepsilon^+| = \ln |m_{\text{ОБ}}^-| - \ln |\varepsilon^-| \quad (3.31)$$

$$\text{або} \quad \ln \left| \frac{m_{\text{ОБ}}^+}{\varepsilon^+} \right| = \ln \left| \frac{m_{\text{ОБ}}^-}{\varepsilon^-} \right|. \quad (3.32)$$

У випадку, коли ми обумовились, що  $\varepsilon^+ = \varepsilon^-$ , є можливість записати рівняння:

$$\ln|m_{\text{об}}^+| = \ln|m_{\text{об}}^-|, \quad (3.33)$$

тобто побудовчо-знищуючі або позитивно-негативні є дзеркально симетричними відносно поверхні об'єкта, що видно з більш наглядної графічної інтерпретації (рис. 3.6).

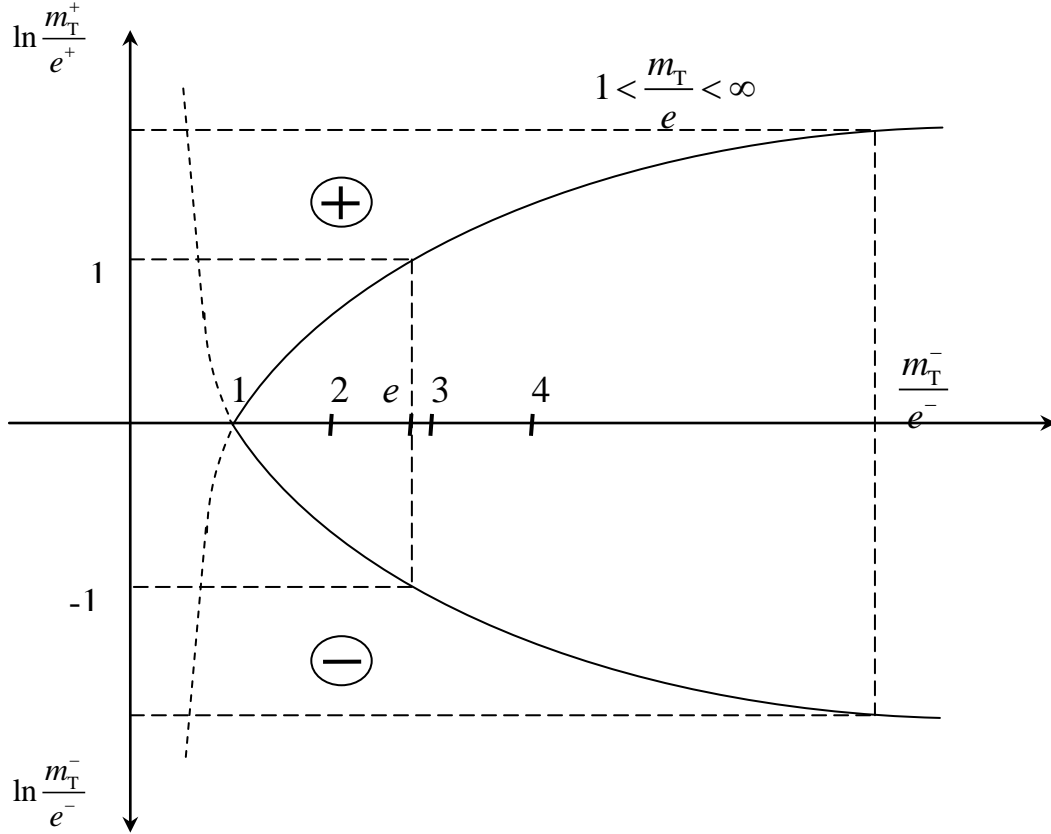


Рис. 3.6 Принцип дзеркальності технологій при утворенні поверхні

Аналізуючи вираз (3.33), отримуємо, що першою критичною ситуацією є випадок, коли  $\varepsilon^+ = m_{\text{об}}^+$  та  $\varepsilon^- = m_{\text{об}}^-$ , тоді  $\ln\left|\frac{m_{\text{об}}^+}{\varepsilon^+}\right| = \ln 1 = 0$  і  $\ln\left|\frac{m_{\text{об}}^-}{\varepsilon^-}\right| = \ln 1 = 0$ .

Тобто маємо частку  $\varepsilon$  таку, як і сам об'єкт, з чого випливає, що створювати надалі нема сенсу, але нема і гарантії, що з цієї частки є можливість отримати об'єкт. Тому постає питання: з якої мінімальної кількості часток може бути виготовлений будь-який об'єкт, або скільки часток технологічної маси треба

зруйнувати, щоб його отримати. Для цього прирівнюємо  $\frac{m_{\text{об}}^+}{\varepsilon^+} = e$  та  $\frac{m_{\text{об}}^-}{\varepsilon^-} = e$ ,

тобто  $\ln e = 1$ . Це означає, що  $m_{\text{об}}^+ = e\varepsilon^+$  та  $m_{\text{об}}^- = e\varepsilon^-$ , або мінімальна частка дорівнює масі об'єкта, поділеного на  $e$ . Для позитивної технології це вказує на

те, що існують деякі частки з масою  $\frac{m_{\text{об}}^+}{e}$  і у кількості  $e$ , з яких є можливість

отримати об'єкт. Для негативної це означає, що, якщо від технологічної маси відтяти (чи зруйнувати) частку з масою  $\frac{m_{\text{об}}^-}{e}$ , то ми отримаємо об'єкт з масою  $m_{\text{об}}$ . Швидкість створення АС за таких умов буде максимальною, тобто для  $\frac{m_{\text{т}}}{\varepsilon} = e$ ,  $\text{tg}\alpha_e = \frac{e-1}{e}$ , але до тепер не існує жодної технології, яка б змогла виконувати цей процес з необхідною якістю об'єкта. Тому для досягнення високої точності позитивної та негативної технології частка  $\varepsilon$  якомога менша, проте кількість їх простує до нескінченності. Такий підхід дозволяє отримувати досить якісні об'єкти, незважаючи на досить тривке вирішення цього питання.

### 3.4 Життєвий цикл абстрактної сутності

На підставі аналізу існуючих праць [8 - 10] зауважимо, що й досі нема математичного та логічно побудованого висновку про життєвий цикл об'єкту. Серед великої кількості об'єктів як органічного, так і неорганічного походження, існують дуже великі відмінності у часі життя від мільйонних часток секунди до мільйонів років. На цьому загальному тлі час життя об'єктів органічного походження, а тим більше технічного виглядає більш ніж скромно. Тому найбільш ефективний метод – це дослідження короткоживучих у часі об'єктів з наступною інтерполяцією на більш потужні.

Споживач, користуючись тільки йому відомими принципами, може визначити потребу в необхідності тієї чи іншої речі. АС, по-перше, повинен бути потрібен на цьому цивілізаційному рівні, тобто мати соціальне замовлення, що обумовлює виникнення первинного ТФ та його наступні технічні, біологічні, хемічні та інші показники. По-друге, об'єкт повинен мати високу надійність та термін роботи без зниження своїх технічних показників. І, по-третє, - необхідна низька собівартість об'єкта. Усі ці три питання цікавлять тільки споживача, і його зовсім не цікавить, за яким технологічним шляхом йде об'єкт до нього, – це справа виробника. Отже виробник повинен вирішити для себе усі три питання з цього переліку. Згідно другої позиції АС повинен бути вічним, але немає прикладів вічності АС, і вирішення цього питання надає змогу визначитись по-третьому – тобто його собівартість. Отже наше головне завдання у цьому розділі – розв'язати основне питання: що таке життя та смерть АС.

Тобто за цей час обов'язково повинен виникнути первинний ТФ вищої якості і цей об'єкт під дією ТФ руйнації перетворюється на нікому не потрібну річ. Таким чином є можливість висунути тезу, що об'єкт потрібен тільки до того часу, поки первинний ТФ нового покоління не об'єднується зі своїм об'єктом. З цієї тези випливає наступна теза: АС існує такий термін часу, поки всі його окремі частки не будуть уражені ТФ руйнації.

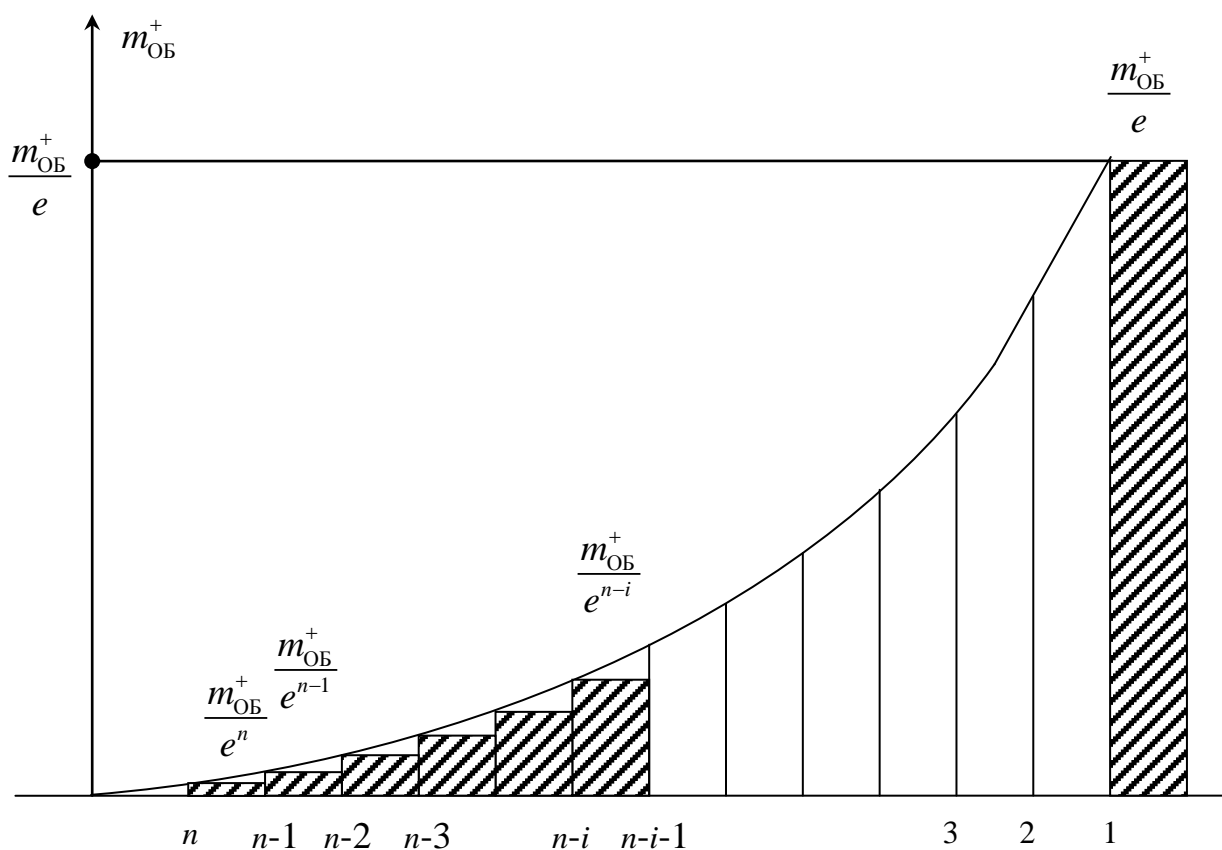


Рис. 3.7 Спектральний склад маси АС

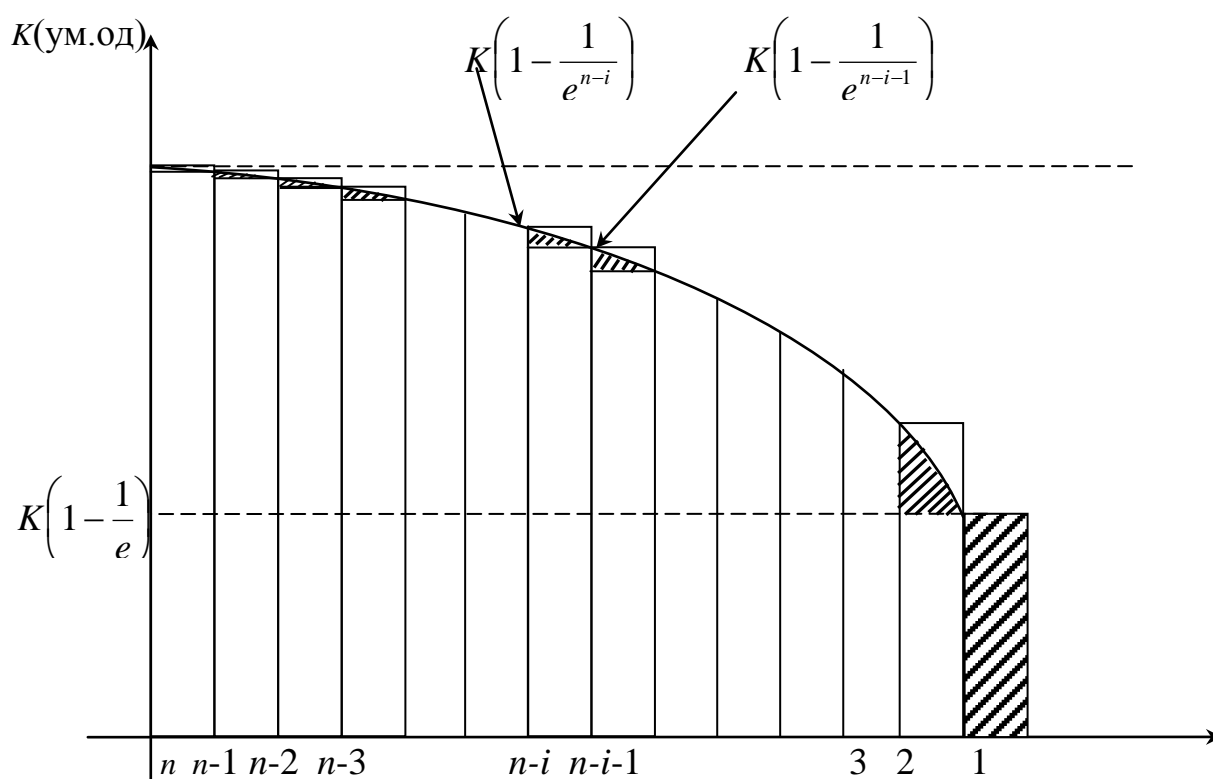


Рис. 3.8 Спектральний склад зниження властивостей АС в залежності від порядку маси елементарної частки



Згідно рис. 3.7 [9] є можливість уявити, як здійснюється нарощування маси АС та її демонтаж у будівній та руйнівній технологіях. Спробуємо змодельовати поступовий вихід з ладу АС, тут же зауваживши, що вірно побудований АС починає руйнуватись з більш мілких часток вищого порядку (рис. 3.8), тобто “ $n$ ”.

Замінюючи частки об’єкту, частками ураженими ТФ руйнації будемо спостерігати, як знижуються експлуатаційні якості. Позначимо експлуатаційні якості як деякий показник “ $K$ ”, від якого вони залежать. Тоді, якщо побудувати графік залежності “ $K$ ” від кількості часток об’єкту уражених ТФ руйнації, виходячи з графіка на рис. 3.7, матимемо ситуацію, відображену на рис. 3.8.

З цього графіку добре видно, що логічне використання будь-якого об’єкту має такий термін часу доти, доки його експлуатаційні якості “ $K$ ” не впадуть до рівня  $K\left(1-\frac{1}{e}\right)$ . Це по-перше, а по-друге, слід констатувати той факт, що останньою надією існування будь-якого АС є його частина під номером 1 з масою  $\frac{m_{\text{об}}}{e}$ . Швидкість руйнації АС є можливість визначити за допомогою швидкості зміни ТФ руйнації, тобто тангенсу кута нахилу кривої руйнації у точці  $i - \text{tg}\alpha_i$ :

$$\text{tg}\alpha_i = \frac{K\left(1-\frac{1}{e^{n-1}}\right) - K\left(1-\frac{1}{e^{n-1-i}}\right)}{(n-i-1) - (n-i)}. \quad (3.34)$$

Після нескладних математичних перетворень отримуємо:

$$\text{tg}\alpha_i = -\frac{K}{e^{n-i}}(e-1). \quad (3.35)$$

Зауважуючи, що  $\text{tg}\alpha_i$  є швидкість руйнації на відрізку від  $n-1$  до  $n-i-1$  є можливість записати, що:

$$\text{tg}\alpha_i = \frac{S_{p_i}}{t_i} = \frac{(n-i-1) - (n-i)}{t_i} = -\frac{1}{t_i}. \quad (3.36)$$

Перетворюючи вирази (3.35) та (3.36) матимемо для кожної частини АС час існування, тобто:

$$t_i = \frac{e^{n-i}}{K_i(e-1)}, \quad i \rightarrow 1, 2, \dots, (n-1). \quad (3.37)$$

де  $K_i$  – це якісний показник  $i$ -тої частки АС, не дивлячись на те, що у попередній формулі присутній  $K$  усього АС.

Справа в тому, що цей показник є умовний, і, якщо якість загального АС дорівнює  $K$ , тоді кожна його частка повинна мати такий самий показник, оскільки у протилежному випадку якість АС як така немає сенсу. Якщо просумувати усі частки АС до одного цілого, щоб отримати час життя об’єкта, то матимемо:

$$\sum_{i=1}^{n-1} t_i = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{e^{n-x}}{K_i(e-1)}. \quad (3.38)$$

Переходячи до інтегральної форми запису, отримаємо час логічно заснованого терміну існування АС:

$$\int_0^{t_{об}} dt = \int_1^n \frac{e^{n-x}}{K_i(e-1)} dx \quad (3.39)$$

або

$$t_{об} = \frac{1}{K(e-1)}(n-x)e^{n-x}. \quad (3.40)$$

Підводячи підсумки, повертаємось спочатку до  $tg\alpha_i$ , тобто до швидкості руйнації АС. Одразу ж треба зауважити, що як тільки АС готовий, він вже знаходиться під впливом ТФ руйнації ( $tg\alpha \neq 0$ ), і швидкість руйнації в цьому випадку буде  $tg\alpha_n = -\frac{K}{e^n}(e-1)$ . На кінцевому етапі існування АС маємо:

$$tg\alpha_1 = -\frac{K}{e^{n-(n-1)}}(e-1) = -\frac{K}{e}(e-1). \quad (3.41)$$

Тобто зростання  $tg\alpha$  показує на те, що максимальної швидкості руйнація набуває при підході до частки «№ 1» АС, вказуючи таким чином на його критичність з погляду існування всього приладу.

Якщо розглянути математичний вираз щодо  $t_i$  (3.38), то на перший погляд він здається неадекватним. Але проаналізуємо, наскільки це відповідає дійсності.

Час існування частки АС  $t_i$  є прямо пропорційним його технологічному порядку через  $e^{n-i}$  і навпаки по відношенню до своєї якості  $\frac{1}{K_i}$ , тобто впливає, що є можливість існування низькоякісних часток АС аби їх технологічний порядок був більший і це дасть довговічність. Це є хибною тезою, і ось чому. Коефіцієнт якості  $K_i$  кожної частки АС повинен дорівнювати коефіцієнту якості загального АС. Але, оскільки якісні показники кожного АС формуються під впливом первинного ТФ, що ні в якому разі не може бути гірший за попередній, тоді і коефіцієнт якості може тільки зростати від АС до АС, тобто маємо тенденцію  $K \rightarrow \infty$ . Технологічний порядок частки « $n$ » в цьому випадку вказує на ступінь захищеності частки «№ 1» АС, тобто підтримується тенденція, що втрата частки під номером « $n$ » не повинна значно знижувати якісні показники об'єкту загалом. Можна навести приклад: маленьку клепку роблять до корпусу корабля або літака, а не навпаки.

Аналогічне дослідження, яке призводить до схожого результату, можна провести, використовуючи модель СЕМЧ. У цьому випадку, якщо на СЕМЧ діє ТФ руйнації, то його реакція може бути описана наступним диференціальним рівнянням:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + h \frac{dx}{dt} + \gamma x = K_{ТФ} \quad (3.42)$$

де  $m$  – маса СЕМЧ,  $h$  – коефіцієнт пружності;  $\gamma$  – коефіцієнт опору;  $K_{\text{ТФ}}$  – якість ТФ руйнації.

Рівняння, яке є типовим, має наступні корені:

$$P_{1,2} = -\frac{\gamma}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2m}\right)^2 - \frac{h}{m}}. \quad (3.43)$$

Якщо для поліпшення математичних викладок позначити  $\delta = \frac{\gamma}{2m}$  та  $\eta = \frac{1}{\sqrt{h/m}}$ , то (3.43) набуває вигляду:

$$\rho_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \eta^2}. \quad (3.44)$$

Звертаючись до виразу (3.42) необхідно зауважити, що перший член виразу характеризує кінетичну енергію АС. Другий член рівняння - його потенційна енергія, а третій впливає на швидкість обміну між кінетичною та потенційною енергіями. Вважаючи, що їх еквівалентом плинного значення якості буде  $K$ , отримуємо наступне рішення:

$$k = \frac{K_{\text{ТФ}} - K_{\text{АО}}}{2m\sqrt{\delta^2 - \eta^2}} (e^{P_1 t} - e^{P_2 t}) \quad (3.45)$$

де  $K_{\text{АО}}$  – максимальне значення якості, що може реалізувати АС під дією ТФ руйнації.

Максимального значення функція (3.45) сягає при часі:

$$t_n = \frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{P_2 - P_1} \quad (3.46)$$

Як було показано вище, втрата якості властивостей відбувається нижче рівня  $K_{\text{АО}}\left(1 - \frac{1}{e}\right)$ , тобто  $0,632 \cdot K_{\text{АО}}$ . У такому разі, звертаючись до тези активного та пасивного життя, або активних чи пасивних дій, можна стверджувати, що цей рівень відповідає розмежуванню застосовування якості властивостей АС. Оскільки кожний АС має досить широкий добір властивостей, то орієнтуватися щонайменше на одну з них не є раціональним. Об'єкт має можливість втрачати властивості не тільки першого порядку, але і групами вищих порядків. У цьому випадку достатньо, щоб сума втрат по порядках становила  $\frac{1}{e}$ , тобто необхідно звернутися до залежностей (3.39-3.41).

Побудова АС, запропонована у попередніх підрозділах, є достатньо ідеалізованою з того погляду, що є можливість оперувати лише їхніми абстрактними властивостями. У реальному світі та житті все набагато складніше, не тому, що об'єкти є складними за своїми первинними властивостями, а тому, що властивості другого третього та інших вищих порядків настільки ускладнені за

своїм розумінням та розповсюдженістю у просторі, що до тепер не існує можливості обчислити їх дії у просторі.

У загальному погляді, якщо звернутися до підрозділу (п.3.1.2) масових часток у масі ідеалізованого АС, то є очевидним, що більш мілкі за розміром частки вкривають основну частку з масою  $\frac{m_0}{e}$ . Тому не є дивним, що АС як самоорганізована маса жертвує своїм поверхневим шаром і одночасно має властивість його відновлення, тобто регенерації.

### 3.5 Закон агресії

Розглянемо дуже просте питання: «Яким чином АС утримується у просторі?» Відповідь дійсно досить проста: потрібна якась точка опору, відносно якої АС може утримувати своє розташування у просторі.

Досить простий дослід з підкиданням якогось тіла догори доводить, що все залежить від форми та ваги, але весь рух зупиняється на поверхні землі. Справа в тому, що така АС має сталу взаємодію у гравітаційному полі Землі. Вона намагається врівноважити свої силові потужності з силовою потужністю земної кулі. Окрім того, у цю взаємодію втручається повітря і навіть вода, якщо АС падає у воду. Звісно АС можна добирати за формою та вагою таким чином, що вони розділяються на три основні різновиди, тобто:

- АС, які тримаються лише на поверхні Землі.
- АС, які тримаються на поверхні води.
- АС, які тримаються у повітрі.

Для всіх цих різновидів є характерним те, що на всі об'єкти діє сила тяжіння та сила третього середовища. Для АС, який утримується в повітрі, є характерним те, що її поведінка є вкрай нестабільною, його силові характеристики є тотожними силовими характеристиками повітря та його рухомості, що викликає відповідні коливання у координатах простору. Теж саме стосується АС, який взаємодіє з водною поверхнею або знаходиться у водному середовищі. Але тут помітна одна відмінність, а саме нестабільність у просторі для АС значно менша. У порівнянні з двома попередніми випадками АС на твердій поверхні взагалі непорушна. Тим не менш це є ілюзією, оскільки можна навести десятки прикладів, коли тіло, яке знаходилося на поверхні, з часом опиняється під нею. Так і попередні АС з часом опиняються під поверхнею.

Пояснення цих процесів досить просте: всі АС намагаються знайти максимальну кількість точок опору для того, щоб зафіксувати розташування у просторі, тобто надійно спертися на деяку з можливих координат, а ще краще - на багатьох.

Оскільки АС не має можливості одночасного утримування потужності по всіх координатах одночасно, то вона виконує це по черзі. Як наслідок, це призводить до того стану, що АС весь час знаходиться у рухомому стані, оскільки лише час від часу контролює кожну з координат.

Якщо зауважити на те, що кожна з координат підлягає контролю, сама по собі є координатою іншої АС, яка знаходиться у подібному стані контролю, то на межі рівнодіючих сил утворюються коливання. Координата цих коливань та їх амплітуда повністю залежні від потужності обох АС та чутливості чутників до швидкості зміни фізичних законів у зоні торкання.

З вищевказаного можна стверджувати, що існує наступний закон при взаємодії двох АС, а саме: *кожна сутність розповсюджує свою силову дію у просторі рівно на стільки, на скільки це їй дозволяють сусідні сутності своєю протидією.*

З цього закону можна сформулювати наступні висновки.

Перший висновок (втрата властивості): АС, яка не зустрічає опору у просторі розчиняється у ньому і зникає. Простим прикладом тут може бути кристал солі, який розчиняється у воді, дим у повітрі тощо.

Другий висновок (утримання у просторі): АС, яка не має хоча б одної силової рівновеликої взаємодії, не може утримати свою координату і провалюється у просторі.

Прикладом тут може бути падіння важкого тіла на землю, або його пірнання у воду. Подібні технології широко використовуються у сучасній техніці.

Ситуація, котра розглядалась при статичному розташуванні двох сутностей (ОВ та ЧЕ – рис. 3.9), є суто уявною. Це пояснюється тим, що в наслідок існування у будь-якої сутності особливих властивостей, вона просто не зможе утримувати поверхню рівної потужності на межі торкання у нерухомому стані. Рівнопотужна поверхня, визначена як поверхня, де обидві сутності мають можливість утворити рівні потужності, але протилежні за напрямком. Тобто обидві сутності утворюють такі за потужністю панданні зони або зони присутності, які мали б на меті знищення одна одної. Для знищення необхідно виконати низку умов, але коли це неможливо, йде постійне випробування зон присутності на міцність.

Для зрозуміння, як цей процес відбувається, розглянемо, що робиться при торканні двох сутностей. Будемо вважати, що існують дві сутності  $[P_1\{C_1\}]$  та  $[P_1\{C_2\}]$ , які мають однакового типу панданні зони –  $P_1$ , утворені навколо сутності за законом (3.1). У випадку спокою координата рівнопотужної зони буде  $X_0$ , а рівень потужності  $U_2$  (рис. 3.10). Чутливість до рівнів потужності  $U_{min}, U_1, U_2, U_3, U_{max}$  - для чутників обох сутностей однакова. У такому випадку жодна з сутностей не може мати стабільного стану, оскільки їй необхідно постійно мати інформацію про сусідню сутність. Тому кожна з них утворює необхідне підвищення потужності в зоні, або крок на зустріч сусідньої сутності. Для отримання надійної інформації кожна з сутностей повинна або підвищити свою потужність на рівень  $\Delta U$ , щоб отримати рівень потужності у зоні торкання  $U$ , або зробити рухи назустріч одна одній за розмірами  $\Delta X_{11}$  та  $\Delta X_{12}$  відповідно. Оскільки сутність здійснює перевірку на торкання, то процеси гальмування починаються у координатах  $X_0 + \Delta X_{11}$  та  $X_0 + \Delta X_{12}$ , як для першої, так і для другої, коли чутники сутності утворюють сигнал торкання.

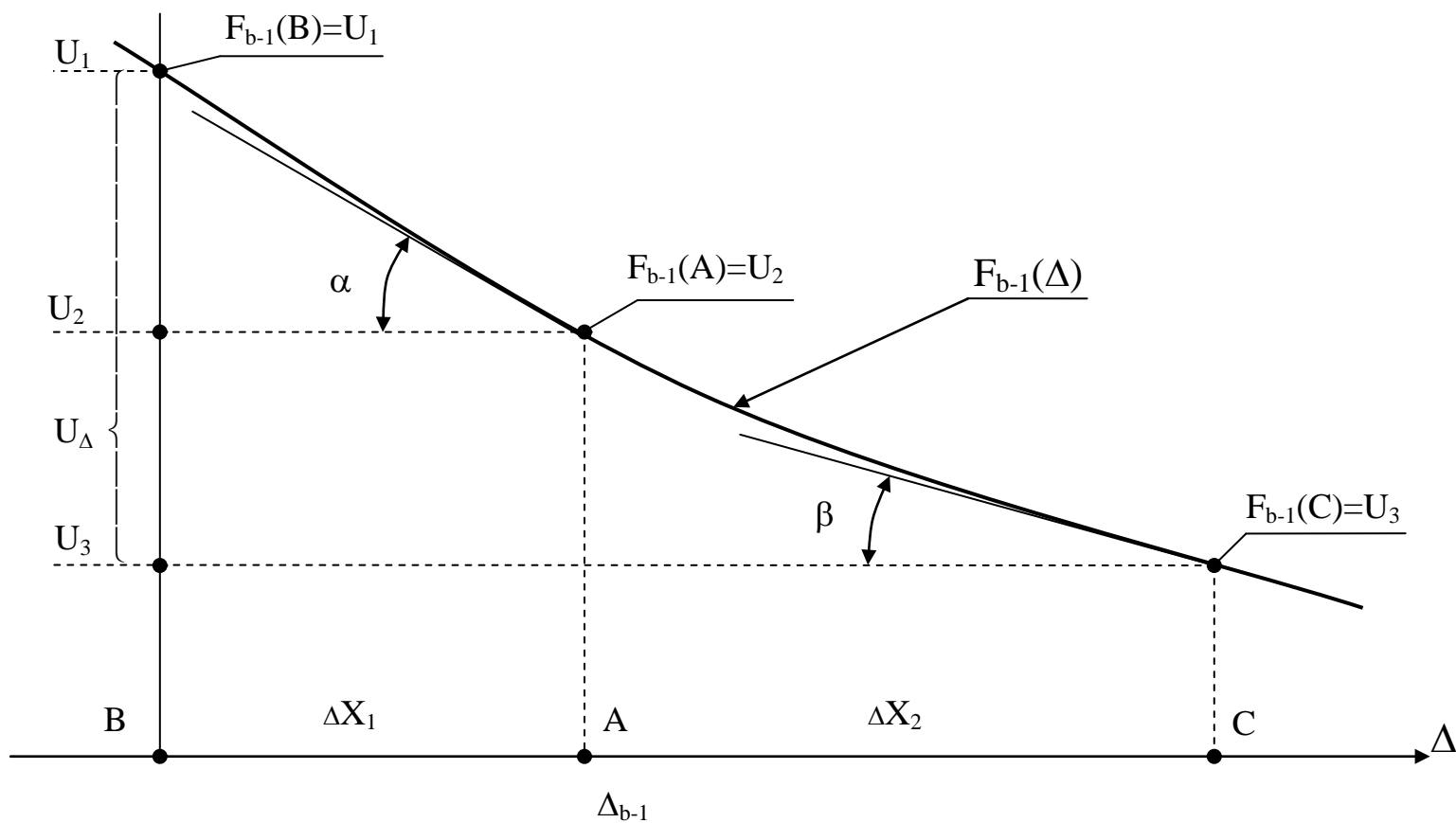


Рис.3.9 Вхід та вихід з торкання ОВ та ЧЕ за визначеним фізичним законом  $F_{b-1}$  при їх статичному розташуванні за нейтральною взаємодією

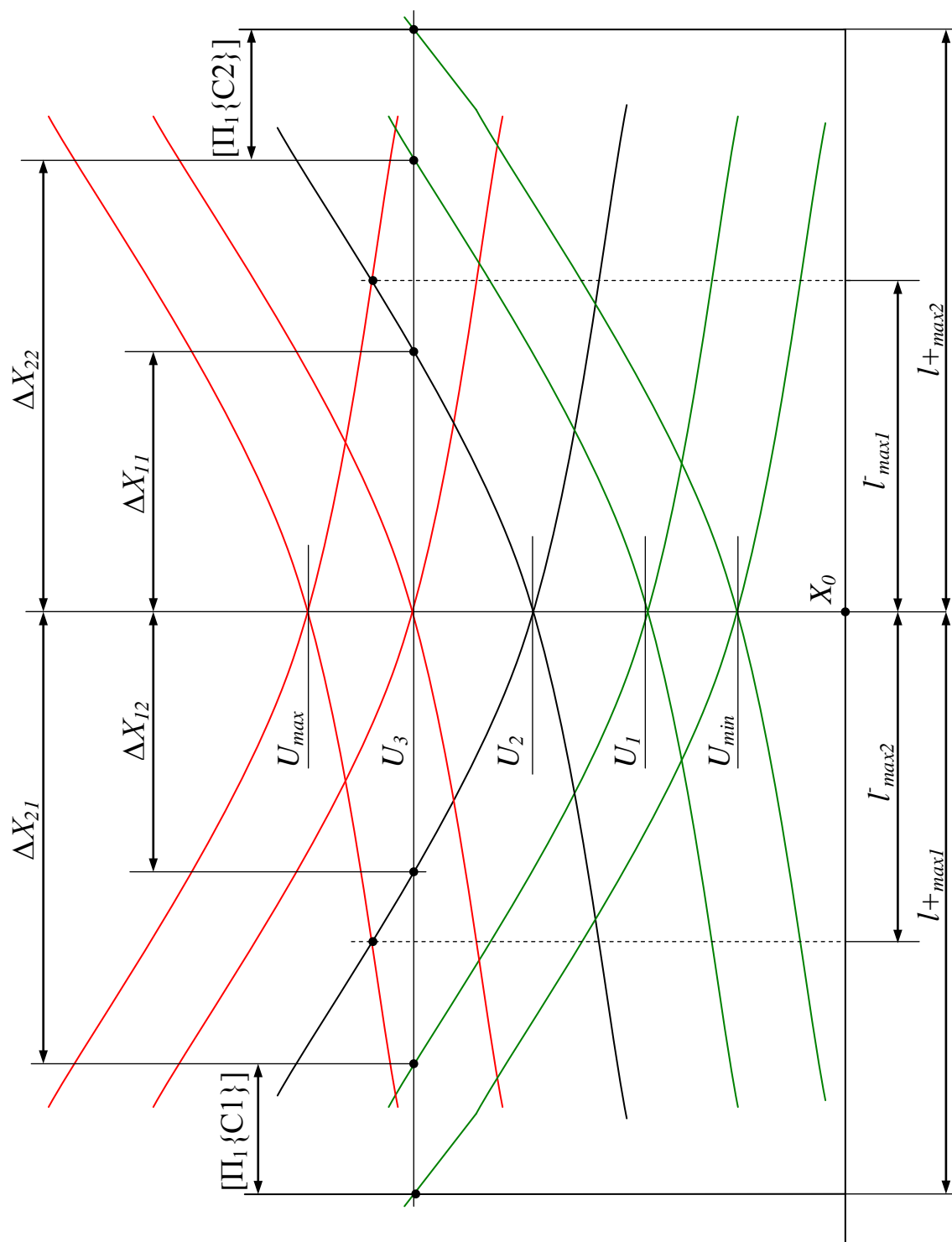


Рис.3.10 Вхід та вихід з торкання двох сутностей  $[\Pi_1\{C1\}]$  та  $[\Pi_1\{C2\}]$  за допомогою своїх зон присутності, за законом  $F_{b-l}(\Delta)$

В наслідок гальмування кожна з сутностей заглиблюється у сусідню на глибини  $l_{max1}^-$  для другої і  $l_{max2}^-$  для першої. Як наслідок інерційності рівень загальної потужності у координаті  $x = a$  піднімається до  $U_{max}$ . Сутності, відпрацьовуючи реверс при розходженні з-за своєї необхідності аналізу на "не торкання", перетинають координати визначення "не торкання"  $X_0 - \Delta X_{21}$  та  $X_0 + \Delta X_{22}$  і за інерцією продовжують розходження, доки загальна потужність у координаті  $x = a$  не впаде до мінімального значення  $U_{min}$ . У координатах  $X_1 = X_0 - l_{max1}^+$  та  $X_2 = X_0 - l_{max2}^+$  вони змінюють напрямок руху, і процес повторюється знов. Відтворення цього процесу знов і знов відбувається внаслідок тих чинників, які будуть розглянуті у наступних розділах і мають нескінченний згасаючий характер.

У загальному випадку такі коливання без урахування  $U[\Pi_1]$  є можливість спрощено записати, як:

$$U_{x_0} = U[\Pi_1\{C1\}]\sin(\omega_1 t + \varphi_1) + U[\Pi_1\{C2\}]\sin(\omega_2 t + \varphi_2), \quad (3.47)$$

де  $U_{x_0}$  - загальна потужність сутності у координаті  $x = a$ .

$U[\Pi_1\{C1\}]$  та  $U[\Pi_1\{C2\}]$  - потужності сутностей від першої та другої сутності;

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1} \text{ та } \omega_2 = \frac{2\pi}{T_2} - \text{колові частоти коливань сутностей, або потужності}$$

цих сутностей, а  $T_1$  та  $T_2$  - їх періоди коливань;

$\varphi_1, \varphi_2$  - фазові кути.

З наведеного виразу (3.47) видно, що в залежності від періодів  $T_1$  та  $T_2$  і фаз  $\varphi_1, \varphi_2$  зона рівнопотужні зони сутностей (рівень  $U_2$ ) може або мати миттєву координату  $X_0$ , або коливатись у межах від  $-\Delta X_{21}$  до  $\Delta X_{22}$ . У всіх інших випадках, коли її координати перевищують вищезначені, або вона зникає зовсім, це має вкрай небажані наслідки для сутностей, аж до катастрофічних. Особливо це стосується сутностей, які мають плинний об'єм (газ, рідина тощо) залежний від потужності сусідніх, на які вони спираються. У разі втрати ними у протидії вони катастрофічно розповсюджуються, поки не отримають або належної протидії, або не втратять свою сутність як фізичне явище. Як у першому, так і у другому випадку наслідки будуть мати негативний характер внаслідок того, що збільшення об'єму за сталої (ненакопичувальної) енергетики призводить до зменшення середньої питомої потужності по всій поверхні сутності. У наступний відтинок часу відбувається її повна деформація та перебудова координат дистанціювання від інших сутностей. Неможливість вчасно це зробити знов-таки призводить до катастрофічних наслідків. Чим вище питома вага сутності, тим повільніше йдуть ці процеси.

Якщо враховувати загальний рівень потужності присутності -  $\Pi_1$ , то вираз (3.47) набуває вигляду:

$$U_{x_0} = U_{R0} + U_{R1} \sin(\omega_R t + \varphi_R) + e^{-kt} \{U[\Pi_1\{C1\}]\sin(\omega_R t + \varphi_R)\} \quad (3.48)$$



У підрозділах, присвячених енергетиці процесів у АС, буде розглянуто загальний рівень, який виробляється нескінченною кількістю сутностей, і тому не може бути керованим однією сутністю, оскільки для цього необхідно мати нескінченний енергетичний запас. У цьому випадку, якщо зважити на те, що сталий рівень має квазістабільний характер, відбувається поступове зміщення координати  $X_0$ , внаслідок його плинності.

На стійкість координати  $X_0$  також впливає і коливальна частина рівня  $U_{R1} \sin(\omega_R t + \varphi_R)$ , яка зазвичай має довгоперіодичний характер. Загальний характер цього процесу такий, що сутностям С1 та С2 необхідно враховувати не тільки дії один одного, але й коливання загального рівня. Все це при розбіжності фаз  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  та  $\varphi_{R1}$  призводить до утворення на координаті  $X_0$  зіп-ефекту і, як наслідок, конфліктній або катастрофічній ситуації. Зазвичай у цьому випадку винна одна з сутностей – С1 або С2, тому що це є наслідком її зацікавленості у розвитку конфлікту. Мета конфлікту – захват однією сутністю іншою для підвищення своєї особистої енергетики та керування нею для особистого захисту.

Отже у підсумку необхідно констатувати той факт, що існує кінематичний рух зон потужності сусідніх сутностей, утворюючи між ними “стінку” рівнопотужності, тобто:

$$U_{X_0} = U_{R0} + U_{R1} \sin(\omega_R t + \varphi_R) + 2e^{-kt} \cdot U(\Pi_1) [\sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \sin(\omega_2 t + \varphi_2)], \quad (3.49)$$

звідкіля слідує, що у зоні торкання двох сутностей рух підкоряється коливанням загального рівня із загальною амплітудою, що є сумою амплітуд рівня та сутності. Окрім того, існує ще й мікрокінематичні рухи, які є наслідком відставання фаз сутностей  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$  від фази рівня  $\varphi_R$ .

### 3.6 Панданна зона абстрактної сутності

Серед всіх властивостей АС властивість руху є такою, що її необхідно піддати окремому розгляду. Для АС з загального погляду дуже важливою властивістю є можливість руху своєю масою, тобто керування зовнішньою формою відносно центру мас та руху сієї маси у відповідному напрямку. Об’єм, у межах якого АС може доторкнутися до будь-якого іншого об’єкту, не порушуючи при цьому своєї траєкторії руху, має назву **панданної зони** (ПЗ). Живі об’єкти тут мають бути враховані як найбільш яскраві приклади. У техніці це є найбільш дошкульний спосіб руху, коли він має примусовий характер, а центр руху не завжди співпадає з геометричним та масовими центрами АС. Наразі можна констатувати, що ПЗ реалізовується у три основних способи.

Перший спосіб руху відносно центру мас може відбуватися за рахунок силових елементів як, наприклад, у тварин, рослин тощо. Тобто при непорушному центрі мас жива істота має можливість рухом своїх кінцівок (рук, дзьоба, листя тощо) торкатися будь-якого іншого об’єкта та ухилятися від

нього. Для техніки це, наприклад літак, що має можливість змінювати геометрію крила, випускати шасі тощо.

Згідно наступного способу зона ПЗ АС може утворюватись обертанням навколо непорушного центру мас, наприклад земна куля, турбіна, пропелери тощо.

Третій спосіб, тобто комбінований, об'єднує властивості обох попередніх. У такому випадку АС обертається навколо центру мас одночасно змінюючи свою форму. Досить правильним прикладом тут є випадок зміни кроку гвинта літака з турбогвинтовими двигунами. Ту ж саму траєкторію відпрацьовують гіроскоп, або фреза у шпинделі.

Тобто характерним для панданної зони присутності є те, що деяка частина маси АС, або і вона сама, може періодично (або циклічно) з'являтися у просторі відповідною частиною об'єму, що є визначеним її фізичними та геометричними властивостями та способом руху.

Для вільного у русі АС є характерним те, що у будь-якому випадку воно намагається у будь-який спосіб отримати ПЗ у вигляді кулі. Для підтримки такої форми АС повинен періодично контролювати всі координати такої зони присутності своєї фізичної маси. Оскільки одночасно це зробити неможливо, то АС періодично контролює ту чи іншу точку простору. Час, необхідний для такого почергового контролю, має назву **періоду ворокола ПЗ**. Загальний закон руху має назву **вороколо**. Намагання дійти кулеподібної форми під час свого циклу руху, що не є авторською вигадкою, – це є оптимальний спосіб життя у всесвіті.

Як видно з попереднього розгляду, легше користуватися моделлю АС, коли вона фігурує у вигляді кулі, або тіла, вельми наближеного до неї. Тому для зручності надалі, тобто аналітичного розгляду, матимемо на увазі саме такий за формою об'єкт, якщо не існує інших зауважень.

Для прикладу розглянемо об'єкт, котрий має кулясту форму та знаходиться нерухомо у початку координат (рис. 3.11).

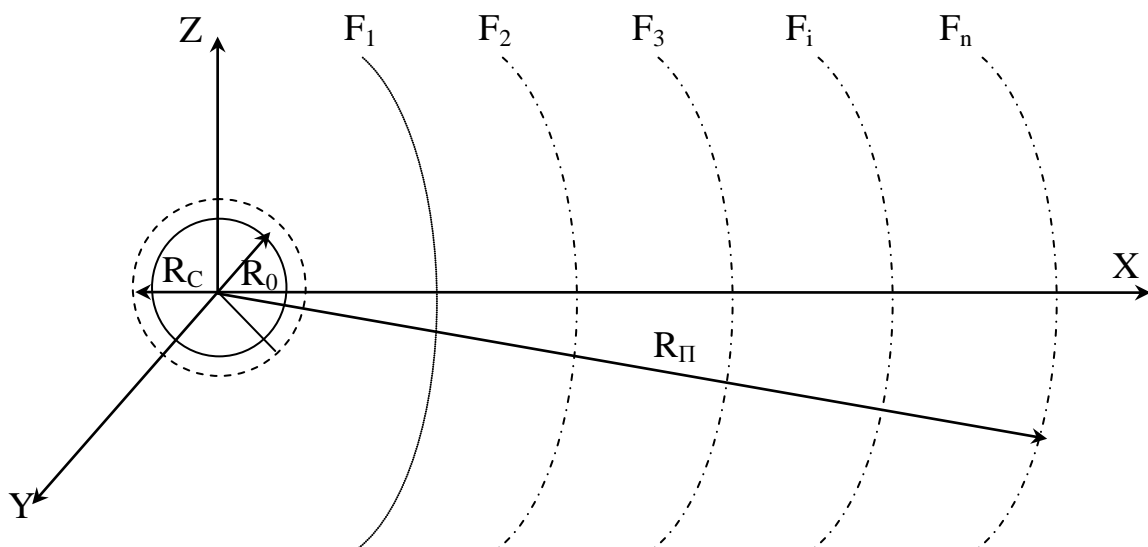


Рис. 3.11 Моделювання зон присутності АС кулеподібної форми

Для такого об'єкту характерним є те, що він за умови ідеальної форми, тобто відсутності її відхилень, не реєструється ніякими відомими методами та матиме форму кулі з радіусом  $R_0$ . Радіус  $R_0$ , як довели авторські дослідження, не є достеменним, а тим більше абсолютним значенням, тому що навіть за найдосконаліших технологічних процесів отримання будь-якої деталі існують відхилення її форми [11]. Тому і радіус  $R_0$  є не більше ніж наближення до бажаної форми і навіть не до її розмірів.

При розгляді цієї проблеми постає питання: що саме вважати величиною  $R_0$ . У такому випадку технологічні вимірювання припадають до ситуації, коли обраний метрологічний інструмент зі значною точністю завжди даватиме нульове відхилення для  $R_0$  незалежно від напрямку вектора вимірювання. Але перехід до більш точного інструменту завжди даватиме однозначні відхилення розміру. Одночасно з цим постає дуже гостре питання: від чого саме ми робимо вимірювання - від центру мас чи від геометричного центру АС? Якщо не існує жодних проблем з деталлю (тобто жорстких конструкторських умов), то і проблема не є вже надто важливою, хоча і впливає на кінцевий результат.

У більш вибагливому випадку, тобто, наприклад, у технології приладобудування, виникає потреба сягати похибок величиною не більш, ніж мікрометри та їх відсотки. При цьому розміри різниці між центром мас як наслідком анізотропії структури деталі та її геометричним центром стає все більш і більш важливим питанням.

Основним чинником цієї проблеми є те, що між процесом використання деталі та її технологічним виготовленням існує досить суттєва різниця. Так, наприклад, вали, які виготовлені на токарному верстаті або протяжкою, мають досить суттєву різницю у характеристиках при подальшому використанні. Точений вал може використовуватися на великих обертах руху в той час, як вал з протяжки, може бути використаний або як підвіска обертальних об'єктів, або як деталь для малих обертів. Тобто виникає проблема вже на найнижчому рівні розходження центру мас та геометричного центру. Вирішити цю проблему на сучасному рівні, хоч і можливо, але технологічно невигідно, оскільки подібне сортування викликає відповідні економічні втрати.

У випадку, коли об'єкт є нестабільним за формою (пульсує) або має неправильну форму і обертається, або є анізотропним за своєю структурою і обертається, то об'єм ПЗ об'єкту буде збільшено на деяку величину, а радіус уявної кулі буде більше за  $R_0$ . Різниця у просторі між об'ємом  $R_c$  та об'ємом  $R_0$  становитиме ПЗ. Пояснимо це через рис. 3.12.

На рис. 3.12а відображено ситуацію, коли АС, який має відхилення форми від ідеальної, ще й обертається у просторі навколо своєї осі. У цьому випадку ситуація найбільш простіша, оскільки за максимальним відхиленням форми є щільний зв'язок з  $R_c$ . Рухливий цикл часу у цьому випадку дорівнюватиме  $\omega$ . Зовнішня поверхня ПЗ у цьому випадку буде лише наближатися до кулеподібної. Але, якщо вісь обертання має ще й прецесію  $\Omega$ , то ПЗ буде ідеалізованою за формою, але рухливий цикл збільшиться до  $\Omega$ . Пік

максимальної потужності, яку може сягати АС у часі, буде залежним від двох основних швидкісних параметрів  $\omega$  та  $\Omega$ . Оскільки це явище є періодичним, то це дуже ускладнює можливості прямого контролю за об'єктом.

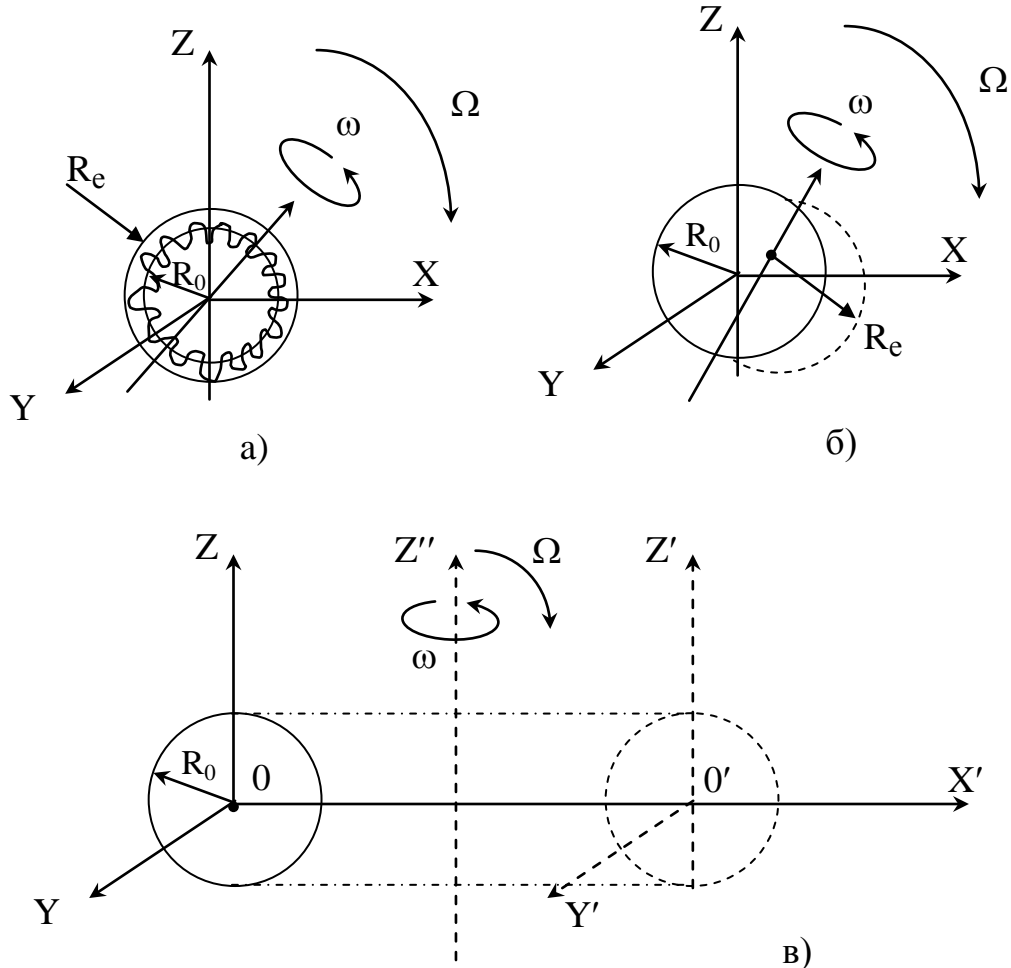


Рис. 3.12 Пандання зона присутності об'єкту, де:  
а) ПЗ створена за спотворень шорсткості та форми, а також обертання навколо центра мас; б) ПЗ створена анізотропією маси та обертання навколо неї.; в) ПЗ , яка створена лінійним рухом об'єкту

На рис. 3.12б відображено випадок для АС з анізотропною внутрішньою побудовою. Щодо об'єктів такої побудови необхідно відзначити, що навіть у такому ідеалізованому випадку зсув центру маси від геометричного є досить розповсюдженим явищем. Особливо воно є дошкульним у різних галузях техніки, де призводить до швидкої руйнації технічних об'єктів подібної форми, наприклад, кульових підшипників, тому що воно створює коливальні навантаження на треки. У простому випадку ПЗ, хоч і має вигляд, схожий на еліпсоїд обертання, але це є лише наближенням. Насправді вона куди більш складніша, позаяк є перехідною об'ємною фігурою від еліпсоїда до тороїда. Значення  $R_c$  у цьому випадку невизначено для опису зони присутності, оскільки

досить часто невідоме розташування центру мас. Тим не менш, додавання прецесії  $\Omega$  призведе до кулеподібної за формою ПЗ.

На рис. 3.12в відображено наступний випадок, коли об'єкт не обертається, але має коливальний рух від точки  $O$  до  $O'$ . З рисунків дуже добре видно, що об'єкт створює ПЗ у формі циліндра радіусу  $R_0$  та довжиною у подвійну амплітуду, до якої необхідно додати дві півкулі радіусу  $R_0$ . Визначитися з радіусом  $R_c$  у такому випадку взагалі неможливо, оскільки тут втрачається саме його поняття як такого.

Наступна ситуація виникає, де відбувається обертання об'єкту навколо осі  $Z''$  (рис. 3.12в). Тоді об'єкт створюватиме у просторі геометричну фігуру, яка матиме форму ламаного тороїда. Якщо ми розглянемо ще й прецесію  $\Omega$ , то форма ПЗ наблизиться до кулястої. Для АС з таким рухливим циклом є характерним те, що у кожний момент часу його розташування у просторі ПЗ буде залежним від фази руху.

З вище наведених відомостей дуже добре видно, що будь-який АС у просторі має можливість мати координати, які залежні від фази руху у циклі. Є досить зрозумілим, що не всі об'єкти технічного, біологічного, а тим більше біотехнічного походження мають замкнені рухливі цикли ворокола перших порядків. Здебільшого це більш високі порядки, які є притаманними їх застосуванню у техніці.

Окрім того, необхідно зауважити, що існує і система відліку координат, де все відбувається. Так, наприклад, деталь (або інструмент) на верстаті відтворюють такий циклічний рух у системі координат верстата. Тому достатньо звичайного погляду, щоб уявити ПЗ деталі або інструмента. Але через обмеженість сприйняття простору людину не цікавить той факт, що деталь та інструмент разом з верстатом обертаються навколо земної осі з швидкістю десятків і сотень метрів на секунду (на екваторі швидкість сягає 400 м/с). Окрім того земна куля рухається навколо Сонця зі швидкістю 30 км/с. Уся сонячна система рухається у космічному просторі зі швидкістю 215 км/с. Але тим не менш це знов-таки не впливає на сприйняття людиною зовнішнього простору, тому що перші (макро) порядки людина просто не сприймає, тобто існує заангажованість саме тими процесами, які є можливість наочно побачити, а отже зрозуміти. Тут необхідно звернути увагу на те, що приклад для ПЗ, наведений на рис. 3.12а, є певною моделлю земної кулі. Задача ускладнена тим, що форма земної кулі не є еліпсоїдом, а має форму геоїда Косовського.

Дотепер вирішити повну задачу такого руху не є можливим з наступних чинників [12]. Так, наприклад, задача з поступальним рухом на обмеженому проміжку часу  $[0, t]$  вимагає умови, щоб кутова швидкість була  $\Omega$ , а прискорення  $\vec{a} = 0$ . Окрім того, коріолісове прискорення теж дорівнює нулю. У такому випадку швидкість  $\vec{v}$  та прискорення  $\vec{a}$  для АС визначатиметься як векторна сума, тобто:

$$\vec{v} = \sum_{i=1}^n \vec{v}_i, \quad \vec{a} = \sum_{i=1}^n \vec{a}_i \quad (3.50)$$

Якщо швидкості всіх точок АС є рівними лише у визначений момент часу, то рух є миттєво поступальним. При цьому прискорення точок може бути різним, і їх не можна підсумовувати за залежністю (3.50), бо у цьому разі, хоч кутова швидкість  $\vec{\omega}$  і дорівнює нулю, кутове прискорення може не дорівнювати нулю. Сукупність  $n$  миттєвих обертань вирішується лише навколо перерізу в одній точці осей з миттєвою кутовою швидкістю, тобто:

$$\vec{\omega} = \sum_{i=1}^n \vec{\omega}_i \quad (3.51)$$

та прискоренням

$$\vec{a} = \sum_{i=1}^n \vec{a}_i \quad (3.52)$$

Звідсіля ясно, що вирішити задачу ПЗ наразі можливо лише для спрощених приватних випадків.

У конкретному випадку вирази (3.50), (3.51) та (3.52) бездоганно діють для замкненої у просторі системи, тобто у мірилах якогось визначеного верстата при умові, що відносний рух його елементів не вступає у протиріччя з вищезначеними залежностями. Але ж існують проблеми з верстатами, де оберти шпинделя мають близько 30000 – 70000 об/хв, що викликає відповідну реакцію на рушійну систему. Це призводить до відповідних навантажень на підшипники шпинделя та відповідну його деформацію під дією колової частоти земної кулі.

Для того, щоб достеменно з'ясувати цю проблему необхідно ввести відповідну градацію, тобто визначити відповідні рівні значень  $\vec{\omega}$  для кожного з технологічних випадків.

По-перше, такі рухи у просторі, які стосуються руху у світовому просторі. Тобто  $\vec{\omega} = 10^{-20} - 10^{-50}$  рад/с необхідно сприймати як лінійні. Те ж саме стосується рухів  $\vec{\omega} = 10^{-10} \div 10^{-20}$  рад/с. І лише випадки, які стосуються конкретних технологічних операцій  $\vec{\omega} = 10^0 \div 10^{10}$  рад/с, можна вважати за технологічні швидкості.

Користуючись для цього випадку типовим розкладом у ланцюги Фур'є, тобто:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos kx + b_k \sin kx) \quad (3.53)$$

можна стверджувати, що існує певний перехід, або градації, тобто:

$$f(x) = \sum_{\substack{k=1 \rightarrow i \\ i=n-i \\ n=\infty}}^{\infty} \{ [a_k \cos(k\omega + \varphi_k) + b_k \sin(k\omega + \varphi_k)] + \\ + [a_i \cos(i\omega + \varphi_i) + b_i \sin(i\omega + \varphi_i)] + [(a_n \cos(n\omega + \varphi_n) + b_n \sin(n\omega + \varphi_n))] \} \quad (3.54)$$

де  $[a_k \cos(k\omega + \varphi_k) + b_k \sin(k\omega + \varphi_k)]$  – є швидкість загальносвітового руху, який ми сприймаємо як лінійно-поступальний;

$[a_i \cos(i\omega + \varphi_i) + b_i \sin(i\omega + \varphi_i)]$  – рух на межі чутливості існуючих систем контролю, або технологічної необхідності, щодо виконання того чи іншого виробу;

$[a_n \cos(n\omega + \varphi_n) + b_n \sin(n\omega + \varphi_n)]$  – є ті рухи, які відбуваються у нашій координатній системі які цікавлять нас більше за все.

Для прикладу розглянемо кілька простих випадків панданних зон, які почасти зустрічаються у техніці. Найпростіший випадок – це рух елементарного відрізка довжини  $0 < l_0, S_B > S_k$ , де  $S_B$  – переріз відрізка, а  $S_k$  – критичний переріз чутливості чутника (рис. 3.13). Якщо рух відбувається за незмінної координати  $y_1$ , то у декартовій системі координат це буде нескінченний об'єм через нескінченну довжину.

При обмеженні координат руху відповідно обмежується й об'єм. При необхідності реєстрації розмірів елементарного відрізка виникають наступні проблеми. За реєстрації координати незалежним чутником результати вимірювання суттєво відрізняються від реальних. Основним чинником цього явища є безпосередній вплив закону, за яким відбувається реєстрація координати, тобто (3.1).

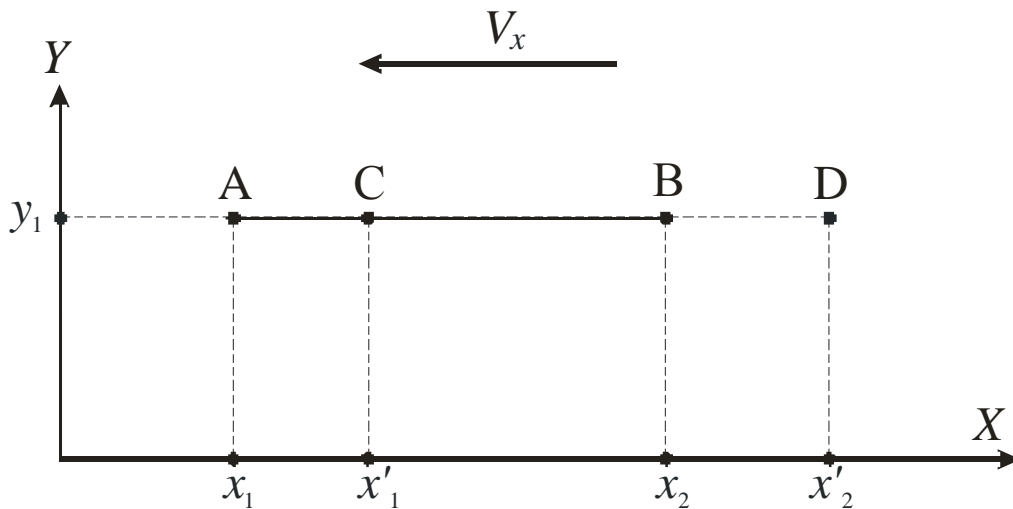


Рис.3.13 Панданна зона елементарного відрізка АВ

Яким би якісним не був чутник, але для того, щоб він спрацював, потужність сигналу, яка йде від його початкової точки А, повинна сягати певного рівня. Тим не менш елементарний відрізок АВ продовжує рухатись і за час, необхідний для реєстрації, змінює свої координати у просторі. Початкова точка А пересувається у точку С, тобто координата вимірювання є не  $x_1$ , а  $x'_1$ . У

цьому випадку створюється уявне скорочення довжини елементарного відрізка  $AB$  на величину:

$$\Delta_{1x} = x_1' - x_1 = t_T \cdot v_x, \quad (3.55)$$

де  $t_T$  – час, необхідний для виміру координати за вхідним сигналом.

Аналогічна ситуація створюється і при вимірюванні кінцевої точки  $B$  елементарного відрізка. За визначеного часу вимірювання  $t_{\bar{T}}$  точка  $B$  пересувається з точки  $B(x_2)$  у позицію з координатою  $x_2'$ , тобто:

$$\Delta_2 = x_2' - x_2 = t_{\bar{T}} \cdot v_x, \quad (3.56)$$

де  $t_{\bar{T}}$  – час визначення координати за сигналом виходу.

Існує умова, коли  $t_T < t_{\bar{T}}$  [13]. Така умова є закладеною у побудові чутників автоматично, оскільки це вимагається двома чинниками.

- По-перше, це умова, яка висувається законом (3.1), котрий закладено у принцип роботи системи;
- По-друге, це умова нерозривності процесу вимірювання (у разі невиконання якої система дестабілізується).

Це призводить до того, що завжди повинна виконувати нерівність  $\Delta_1 < \Delta_2$ , і довжина елементарного відрізка завжди при вимірюванні буде довшою на величину:

$$\Delta l = \Delta_2 - \Delta_1 \quad (3.57)$$

При цьому довжина панданної зони буде становити:

$$\Lambda = L + \Delta_2, \quad (3.58)$$

де  $L$  – довжина відрізка  $AB$ .

Якщо елементарний відрізок має поступально зворотний рух, то реальна довжина ПЗ становитиме:

$$\Lambda = A_0 + L_0, \quad (3.59)$$

де  $A_0$  – амплітуда поступально зворотного руху.

При цьому система виміру буде інформувати, що розмір такої зони становитиме:

$$\Lambda_g = A_0 + L_0 - 2\Delta_1 \quad (3.60)$$

Тобто між реальною зоною та системою вимірів координат існує похибка, яка залежна від якісних показників системи вимірювання та швидкості відносного руху об'єкта, а також чутливого елементу виміру, і яку неможливо знищити. Ліквідувати її можна було б лише у два способи:

- нескінченне підвищення якості чутників, тобто  $\lim t_T \rightarrow 0$  та  $\lim t_{\bar{T}} \rightarrow 0$ , що вкрай складно з погляду технічної реалізації;
- нескінченне зменшення швидкості відносного руху, але ж, по-перше, почасти об'єкт незалежний у своєму русі, а, по-друге, нема відносно руху – нема вимірювання.



Тобто для наведеного вище прикладу дуже добре видно, що реальна ПЗ відтинку  $AB$  при нескінченному русі становитиме:

$$\Pi(x, y, z) = (\infty - L_0) \cdot S_{AB} \quad (3.61)$$

При вимірюванні

$$\Pi'(x, y, z) = (\infty - L_0 + 2\Delta_{2x} - \Delta_x) \cdot S_{AB}, \quad (3.62)$$

де  $S_{AB}$  - площа перерізу відрізка  $AB$  перпендикулярна вектору  $v_x$ .

Наступний приклад: пандання зона елементу прямокутної форми, який має поступальний рух (рис. 3.14а). У цьому випадку є справедливими всі попередні тези стосовно елементарного відрізка. Єдина різниця є у тому, що необхідно враховувати площу геометричної фігури  $S_{\Pi} = a \times b$ . У просторі це буде стрічка шириною  $b$  та відповідної товщини  $h_{\Pi}$ . При ускладненні процесу, тобто, коли рух відбувається по двох напрямках, тобто окрім швидкості  $v_x$  існує ще швидкість  $v_y$ , ПЗ займає площу, котра не обмежується будь-яким із розмірів прямокутника  $a$  або  $b$ , як у попередньому випадку (рис. 3.13б).

Розміри реальної зони у такому випадку будуть відповідно:

$$\begin{aligned} \Lambda_x &= x_2 - x_1 = A_x + a; \\ \Lambda_y &= y_2 - y_1 = A_y + b; \\ \Pi(x, y, z) &= \Lambda_x \cdot \Lambda_y \cdot h_{\Pi}. \end{aligned} \quad (3.63)$$

де  $A_x, A_y$  – відповідні амплітуди відхилень по координатах  $X$  та  $Y$ .

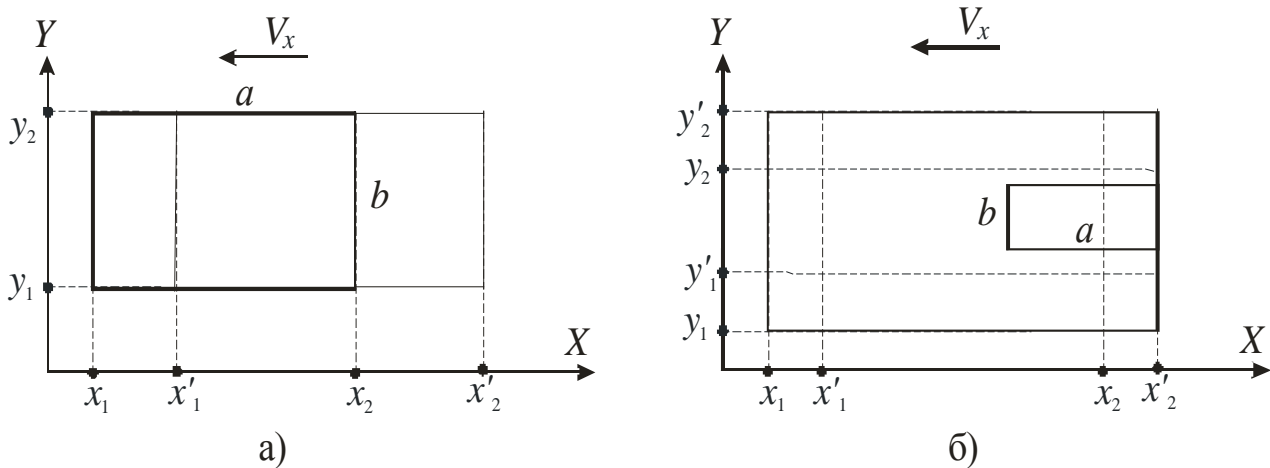


Рис.3.14 Пандання зона плоского елементу

При цьому ПЗ реєстрації буде обмеженою координатами  $y'_1, y'_2$  та  $x'_1, x'_2$ , тобто

$$\begin{aligned}\Lambda'_x &= x'_2 - x'_1 = A_x + a - 2\Delta_1(x); \\ \Lambda'_y &= y'_2 - y'_1 = A_y + b - 2\Delta_1(y); \end{aligned} \quad (3.64)$$

$$\Pi'(x, y, z) = \Lambda'_x \cdot \Lambda'_y \cdot h_{\Pi}.$$

де  $\Delta_1(x)$  та  $\Delta_1(y)$  – є відповідні похибки по координатах  $X$  та  $Y$ .

Ще один випадок, коли у трикоординатному просторі рухається об'ємний АС типу паралелепіпеда (рис. 3.15).

У цій ситуації маємо для реальної панданної зони

$$\begin{aligned}\Lambda_x &= A_x + a; \\ \Lambda_y &= A_y + b; \\ \Lambda_z &= A_z + c, \end{aligned} \quad (3.65)$$

$$\Pi(x, y, z) = \Lambda_x \cdot \Lambda_y \cdot \Lambda_z$$

$$\Lambda'_x = A_x + a - 2\Delta_1(x);$$

$$\Lambda'_y = A_y + b - 2\Delta_1(y); \quad (3.66)$$

$$\Lambda'_z = A_z + c - 2\Delta_1(z);$$

$$\Pi'(x, y, z) = \Lambda'_x \cdot \Lambda'_y \cdot \Lambda'_z$$

та реєструємої

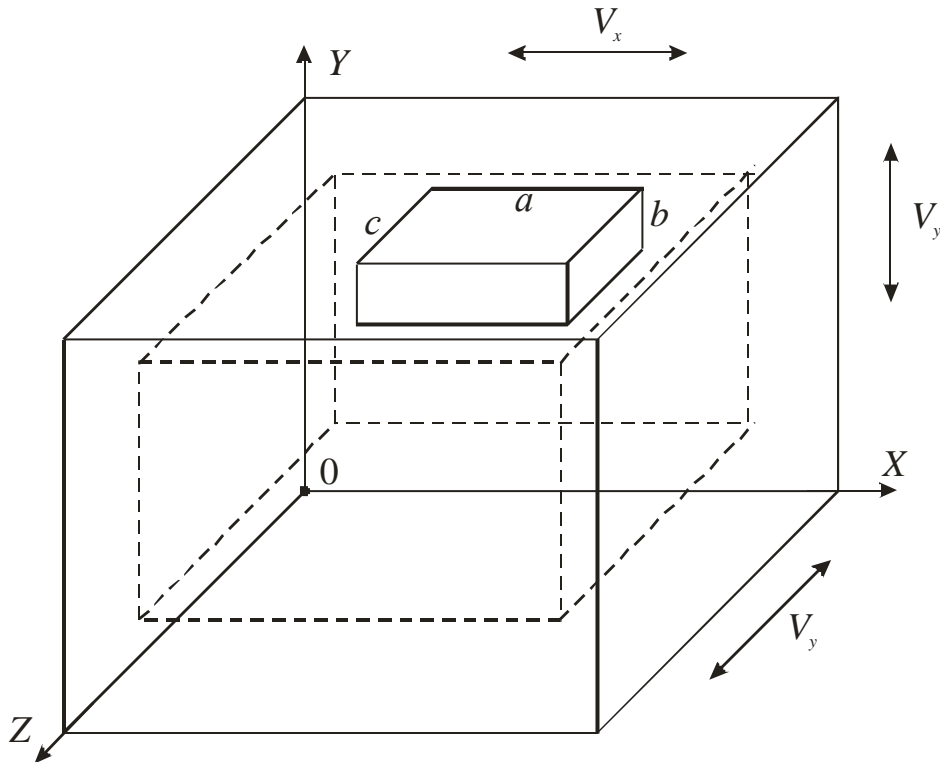


Рис.3.15 Панданна зона об'ємного елемента, близького за формою до паралелепіпеда

Наведемо ще один приклад, який на відміну від попередніх стосується АС, що обертаються навколо деякого центру або осі (рис. 3.16).

Якщо є ідеальний колоподібний АС, який обертається навколо свого геометричного центру (рис. 3.16а), то і ПЗ повністю співпадатиме з його розмірами, тобто:

$$\Pi(x, y, z) = \pi R_A^2 \cdot S_k, \quad (3.67)$$

де  $S_k$  – товщина АС;

$R_A$  – радіус обертання вільно обраної точки А.

Розміри ПЗ при вимірюванні будуть менші на величину  $\Delta_{1R}$ , яка є аналогічною до попередніх величин у (3.66):

$$\Pi'(x, y, z) = \pi (R_A - \Delta_{1R})^2 S_k \quad (3.68)$$

якщо вимірювання відбувається за виходом, то відбувається збільшення зони, тобто:

$$\Pi'(x, y, z) = \pi (R_A + \Delta_{2R})^2 S_k \quad (3.69)$$

В цьому випадку  $\Delta_{2R}$  має такий же характер, як у виразі (3.68).

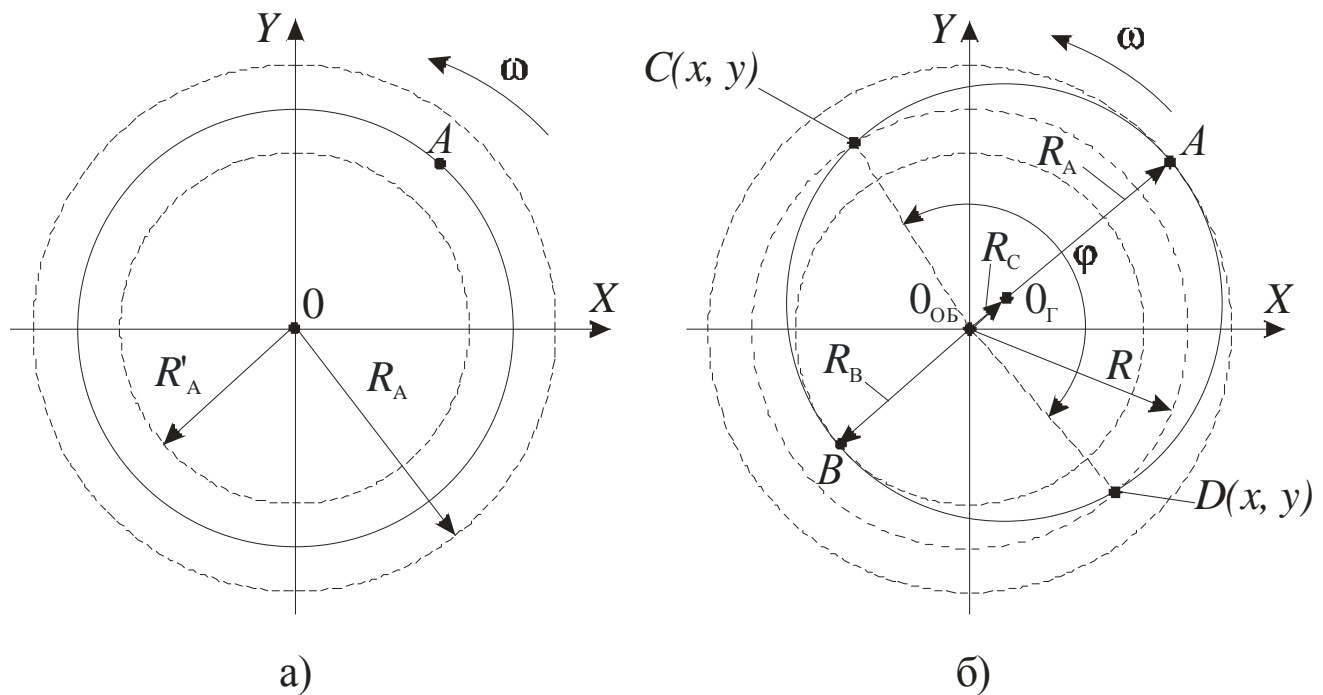


Рис.3.16 Пандання зона дископодібного плоского елементу

Наведений вище випадок не є вірогідним у реальних технологічних процесах, оскільки здебільшого координати центру обертання  $O_{OB}$  та геометричного центру  $O_G$  ніколи не співпадають (рис. 3.16б). При обертанні такої деталі розміри ПЗ буде визначати точка А, найбільш віддалена від центру

обертання. Одночасно існує протилежна точка  $B$ , яка визначатиме максимальний радіус присутності технологічної маси  $AC_x - R_B$ . У просторі, який є різницею між радіусами  $R_A$  та  $R_B$  маса  $AC$  буде присутня лише періодично в залежності від кутової швидкості  $\omega$ . Реальна ПЗ буде цілком залежною від радіусу  $R_A$  та відповідних похибок  $\Delta_{1R}$  та  $\Delta_{2R}$ , тобто питання про те, що вимірюється у визначену мить, стає досить дошкульним.

З цієї тези стає ясным, що між кутовою швидкістю  $\omega$  та періодом вимірювання  $T_B$  повинен існувати жорсткий зв'язок, який буде визначати точність вимірювання геометрії  $AC$ . Те ж саме можна побачити і у попередніх випадках, де цей процес те ж існує, але у неявному вигляді.

Окрім того є ще одна проблема, тісно зв'язана з вимірюванням, - це поведінка маси  $AC$  у межах зони. Оскільки для проведення вимірювань необхідно витратити час  $t_T$  або  $t_{\bar{T}}$ , то необхідно, щоб за цей час маса  $AC$  знаходилася у безпосередньому контакті із чутливим елементом. У супротивному випадку вимірювання не відбувається. Але маса  $AC$ , незважаючи на свою закінчену форму, поводить ся так, нібито вона заповнює всю ПЗ. Чим вище швидкість руху  $AC$  у зоні, тим більша ілюзія заповнення масою всього об'єму. Проте, як наслідок, зростає і необхідність у скороченні часу виміру, тобто швидкодія систем виміру повинна зростати необмежено. Розглянемо кілька можливих випадків поведінки маси  $AC$  на теренах ПЗ.

Найкраще це можна розглянути при обертанні циліндричного тіла з ексцентриситетом (рис. 3.16б). Так, наприклад, якщо є абстрактний відчутник, котрий має можливість у просторі перетинати уявну  $AC$ , не руйнуючи його, і встановлений у точці  $C(x,y)$ , то наслідком його вимірювань повинна бути дуга  $\overset{\cup}{CD}$ , яка розташована у межах тіла, тобто:

$$\check{L}_B(R) = 2R \arccos \frac{R^2 - R_A^2 + R_C^2}{2RR_C} \quad (3.70)$$

де  $R_C = R_A - R_B$  є відстань між центром обертання  $O_{OB}$  та геометричним центром  $O_{\Gamma}$ .

Зовнішня довжина дуги кола радіусу  $R$  становитиме:

$$\check{L}_3(R) = 2R \left( \pi - \arccos \frac{R^2 - R_A^2 + R_C^2}{2RR_C} \right) \quad (3.71)$$

Використовуючи ці залежності, є можливість отримати вирази для шпаруватості присутності маси у колі радіусом  $R$ :

$$L(R) = \frac{\check{L}_B(R)}{2\pi R} = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{R^2 - R_A^2 + R_C^2}{2RR_C} \quad (3.72)$$

та відсутності маси  $AC$  у ПЗ:

$$\bar{L}(R) = \frac{\check{L}_3(R)}{2\pi R} = 1 - \frac{1}{\pi} \arccos \frac{R^2 - R_A^2 + R_C^2}{2RR_C} \quad (3.73)$$

Будь-який чутливий елемент, як і поверхня АС, навіть ідеалізованої, мають властивості дуальності, тобто неоднозначності визначення координати [13]. Тому кільце радіусу  $R$  необхідно поділити на дві частини, тобто де присутня маса АС і де вона відсутня. Лінійна питома вага буде  $\rho_T$  і де відсутня  $\rho_{\bar{O}}$ . У цьому випадку при зміні радіусу  $R$  у межах від 0 до  $R_B$  його маса буде визначатися як:

$$\tilde{M}_0 = 2\pi f R \rho_T \text{ при } 0 < R \leq R_B. \quad (3.74)$$

Для АС радіус  $R_B$  є критичним, оскільки він вказує на те, чи існує маса умовного спокою. Наявність чи відсутність цього радіусу безпосередньо впливає на результати вимірювання радіусу  $R$ , тому що при його наявності є можливість стверджувати, що у просторі існує така точка координат, де завжди реєструється маса АС при відтинках часу вимірювання, які наближаються до нескінченно малих величин. Відсутність радіусу  $R_B$  вказує на те, що за будь-яких нескінченно великих відтинках часу вимірювання існує така точка у системі координат, де маса АС ніколи не буде зареєстрована. Надалі ці явища назовемо масою відносного панданного спокою  $M_0$  (3.74) (рис. 3.16б) та панданним вакуумом (рис. 3.12в). Тут необхідно помітити одну особливість як одного, так і іншого явища: реальний відчутник дістатися як до маси відносного панданного спокою, так і до панданного вакууму може лише за спеціальною траєкторією, оскільки шлях до них є закритим ПЗ.

У випадку збільшення радіусу  $R$ , тобто  $R_B < R \leq R_A$ , дуга  $\tilde{L}_B(R)$  стає неоднаковою за щільністю. У створену щілину втручається відрізок зовнішньої дуги  $\tilde{L}_3(R)$  з лінійною питомою вагою  $\rho_{\bar{O}}$ . При цьому загальна маса становитиме:

$$\tilde{M}_{II} = \rho_T \tilde{L}_B(R) + \rho_{\bar{O}} \tilde{L}_3(R) = 2\pi R \rho_T + 2R(\rho_T - \rho_{\bar{O}}) \arccos \frac{R^2 - R_A^2 + R_C^2}{2RR_C}. \quad (3.75)$$

Для якісної реєстрації координати поверхні необхідно виконувати умову  $\rho_T \gg \rho_{\bar{O}}$ . До того ж, чим більше різниця у питомій вазі, тим більш якісно є можливість зареєструвати координату. Здебільшого  $\rho_{\bar{O}}$ , яке притаманне технологічному середовищу, має невеликі значення, оскільки це зазвичай повітря і рідше технологічна рідина, але перепад між  $\rho_O$  та  $\rho_{\bar{O}}$  досить суттєвий. Якщо чутливий елемент не реагує з цим середовищем, то його можна не враховувати. Тим не менш за теоретичного розгляду воно повинно бути присутнім у розрахунках.

### 3.6.1 Енергетична насиченість панданної зони

Важливим параметром панданної зони є її енергетична насиченість. Енергетична насиченість  $E_{II}$  має дві складові: енергетичну насиченість маси умовного спокою та рухомої частини, тобто:

$$E_{\Pi} = \frac{E_0}{V_0} + \frac{E_{\sim}}{V_{\sim}}, \quad (3.76)$$

де  $E_0$  та  $V_0$  - кінетична енергія маси спокою та її об'єм відповідно;

$E_{\sim}$  та  $V_{\sim}$  - кінетична енергія зони мінливої присутності маси та її об'єм відповідно.

Для прикладу, відображеному на рис. 3.12, вираз для опису енергетичної насиченості маси спокою матиме вигляд:

$$E_0 = \frac{1}{2} I_z^0 \omega^2 = \frac{\pi^2 R_B^2 \cdot M_0}{T^2}; \quad V_0 = \pi R_B^2 h; \quad \frac{E_0}{V_0} = \frac{\pi \cdot M_0}{T^2 h}, \quad (3.77)$$

де  $h$  - товщина диску;

$I_z^0$  - момент інерції диску вздовж осі  $Z$ .

Енергетична насиченість зони мінливої присутності маси:

$$E_{\sim} = \frac{1}{2} I_z^{\sim} \omega^2 = \frac{\pi^2 R_{\sim}^2 \cdot M_{\sim}}{T^2}; \quad V_{\sim} = \pi R_A^2 h; \quad (3.78)$$

$$\frac{E_{\sim}}{V_{\sim}} = \frac{M_{\sim} \cdot \pi R_{\sim}^2}{T^2 \cdot R_A^2 h} = M_{\sim} \cdot \frac{\omega}{2T} \cdot \frac{S_{\sim}}{\Pi(x, y, z)}.$$

Звідкіля вираз для повної енергетичної насиченості  $E_{\Pi}$  становитиме:

$$E_{\Pi} = \frac{\omega}{2T} \left[ \pi M_0 \frac{S_0}{V_0} + M_{\sim} \frac{S_{\sim}}{\Pi(x, y, z)} \right] = \frac{\pi}{T^2 h} \left( M_0 + M_{\sim} \frac{R_{\sim}^2}{R_A^2} \right), \quad (3.79)$$

де  $R_{\sim} = \frac{R_A^3 - R_B^3}{R_A^2 - R_B^2} - R_C$  - радіус обертання центру мас мінливої частини зони присутності.

Імпульс кількості руху, на який безпосередньо відреагує чутливий елемент для зони умовного спокою, складе:

$$J_B = \check{M}_{\Pi} \cdot R^2 \cdot \frac{2\pi}{T} \quad (3.80)$$

і для мінливої зони

$$J_3 = \check{M}_{\Pi} \cdot R_{\sim}^2 \cdot \frac{2\pi}{T}, \quad (3.81)$$

де  $R_{\sim} = R_c + \frac{\check{L}_3}{\check{L}_B} \cdot \frac{\rho_T}{\rho_{\bar{T}}} \cdot \cos \frac{\check{L}_B}{4R}$ .

У наведеному прикладі стосовно АС, що обертається дуже добре, видна залежність енергетичних параметрів ПЗ від періоду обертання та його геометрії. Обертання є процес циклічний і у випадку відсутності збурень матиме стабільний характер руху маси в обмеженому просторі. Це дає можливість більш-менш достеменно робити необхідні розрахунки, зв'язуючи їх з статичною системою координат. Для АС, яке рухається у просторі у межах  $\pm \infty$ , це питання можна вирішити лише у межах миттєвої системи координат.

Найкращий спосіб, в який можна пояснити ПЗ для АС з поступовим рухом це провести аналогію з обертальним. Для цього випадок, відображений на рис.3.14в необхідно перевести з кругової діаграми у лінійну. Довжина АС у такій системі координат (декартовій) буде становити  $2\pi R_B$  і надасть можливість зв'язати в одне залежність швидкості та період руху.

На відміну від обертального руху реєстрація довжини АС відбувається дещо за іншими принципами. Так, наприклад, для реєстрації довжини АС у обертальному русі достатньо розташувати відчутник на відстані меншій за  $R_B$ . При цьому для виміру довжини достатньо буде одного оберту за час  $T$ . При умові, що  $\lim R_B \rightarrow 0$ , а  $R_A = R_C$  ПЗ приймає максимально можливі розміри ( $2\pi R_A^2 \cdot h$ ) на межі відсутності панданного вакууму. Тобто це є випадок, коли є можливість перейти до лінійного поступального руху (рис. 3.16а).

Лінійний рух АС у прямокутній системі координат буде супроводжуватися тим, що у просторі утворено криволінійний циліндр. Поверхня перерізу цього циліндру матиме активну величину  $S_a$ , площа якої перпендикулярна вектору швидкості  $v_x$ , а за формою є проекцією АС на цю площу. Якщо прийняти за те, що площа  $S_a$  є чутливим елементом, то проходження АС через цю площину залишить по собі координати точки входження  $A(x_A, y_A, z_A)$  та виходу  $B(x_B, y_B, z_B)$ . Досить легко збагнути, що випадок лінійного руху АС дуже схожий на обертальний за умови, що радіус  $R$  своєю кінцівкою створює дугу  $\tilde{L}_B$  максимальної довжини. На відміну від обертального руху лінійний рух не може мати зони панданного вакууму, але тільки у тому випадку, коли АС є суцільним тілом.

Для лінійного поступального руху період  $T$  можна визначити як:

$$T = \frac{L_0}{v_x}, \quad (3.82)$$

де  $L_0$  – максимальна довжина АС по координаті  $x$ .

Об'єм реальної панданної зони:

$$\Pi(x, y, z) = S_a \cdot L_0 + V_{AC}. \quad (3.83)$$

При вимірюванні ПЗ становитиме об'єм менший за реальний, тобто:

$$\Pi'(x, y, z) = S'_a \cdot L'_0 + V'_{AC}. \quad (3.84)$$

Навіть за випадку з довжиною, коли  $L_0 < L'_0$  у широкому загалі  $\Pi(x, y, z)$  може значно перевищувати  $\Pi'(x, y, z)$ , що пояснюється чутливістю чутника. Якщо не виконується умова (3.55), де похибку  $\Delta$  необхідно розглядати як шлях, який проходить відчутник у масі АС, то й у випадку з обертальним рухом це довжина дуги (3.69), де невиконання нерівності  $\tilde{L}_B(R) < \Delta$  призводить до неможливості визначення координати поверхні. Для загального випадку (рис. 3.12) дуга перетворюється у лінію з мінімальною площею. Якщо АС має суцільну масу, але по периметру активної площі  $S_a$  має значне зменшення товщини. Це призводить до значних спотворень отриманих результатів

вимірювання, адже чутник може не відчувати значної частини площі, тому  $S'_a < S_a$ .

Все це призводить до того, що, наприклад куля, яка рухається вздовж координати  $x$  з швидкістю  $v_x$  при вимірюванні матиме форму еліпсоїда з активною площею  $S_a = 2\pi R^2$ , а виміряною активною  $S'_a = 2\pi \left( R^2 - \frac{\Delta x_1^2}{4} \right)$ . У цьому виразі  $-\Delta x_1$  є необхідна довжина хорди, яка зв'язує вхід та вихід відчутника з тіла кулі. Якщо система контролю не враховує час  $t_T$  та  $t_{\bar{T}}$ , то загальна невизначеність координати наблизатиметься до  $\Delta_2$  (3.56).

З усього вищесказаного необхідно зробити висновок, що за відносного руху інструмента та деталі необхідно враховувати координатну швидкість і першого елемента взаємодії, і другого, але, що головне, то це – напрямок їх руху у своїй системі координат.

### 3.7 Зона присутності абстрактної сутності

Ми вже розглянули поведінку АС у ПЗ, яка становить основи понять у присутності маси об'єкта у просторі та деякі його особливості поведінки. Але ПЗ не є геть об'ємною стосовно поведінки АС у просторі. Для того, щоб існувати, необхідно сповіщати про своє існування у навколишнє середовище. Так інформація, яка розсилає навкруги себе АС, є додатковими координатами опору, які дозволяють їй дистанціюватися від інших АС.

Наприклад, така річ, як олівець. При виникненні цієї назви у вас автоматично виникають специфічні асоціації, які умовно можна назвати спектром сутності. Якщо ви ніколи не чули цієї назви, а тим більше ніколи не бачили, це викличе у вас відповідну негативну реакцію, як на щось невідоме, що загрожує вашому існуванню і тільки потім зацікавленість, аж до руйнування. Якщо ви знаєте, що це таке, то у вас виникають вторинні питання: колір ? розмір ? Тощо. Ці питання зникають, якщо об'єкт один, тобто нема вибору, і залишилася лише одна вагова частина спектру, яка не потребує додаткових пояснень. Ще одне цікаве питання: з якої відстані ви можете визначити, що означена сутність є олівцем, а не чимось іншим ? Без підказки на відстані ста метрів у вас виникають проблеми. А на відстані у п'ятсот метрів ви взагалі можете його не побачити, і ще менше шансів у вас щодо визначення його параметрів. Тобто існує різниця на відстані один метр і один «кілометр» щодо отримання корисної інформації.

У підсумку необхідно зробити наступні висновки:

- Кожній АС є притаманні зони «слабкої» взаємодії з оточуючим середовищем;
- Основним чинником виникнення подібних зон (присутності) є те, що кожна АС повинна сповіщати про свою сутність і отримувати відповідну точку опори (*закон агресії*).



- Окрім цих висновків щодо зони присутності є можливість зробити градацію зони присутності за інформаційними ознаками. Такими ознаками є наступні, якщо починати з зовнішнього охоплення об'єму, який займає АС з усіма своїми зонами.

Одразу необхідно собі з'ясувати, що зовнішня поверхня такої зони є елементом взаємодії між чутливістю чутника та потужністю фізичного закону, за яким реєструється близьке розташування до АС. Так, наприклад, якщо АС має властивості випромінювання в оптичному та акустичному діапазоні, то виникає цілком слушне питання: яка з цих двох зон буде більша? Цілком є вочевидь, що випромінюючий об'єкт має наступні властивості:

- Це є центрально-симетричне джерело, яке випромінює з принципом:

$$U = \bar{U}(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \quad (3.85)$$

- При цьому об'єкт має закінчену форму, тобто:

$$W = \bar{F}(x, y, z) \quad (3.86)$$

Наприклад, випромінюючий в акустичному діапазоні АС має наступні властивості:

$$\operatorname{div} \bar{D} = 0; \operatorname{rot} \bar{E} = 0; E = -\nabla \varphi; \quad (3.87)$$

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_{ik}} - \rho \frac{\partial^2 \xi_k}{\partial t^2} = 0; \quad (3.88)$$

$$E_n = -h_{nij}^D S_{ij} + \beta_{nm}^S D_m; \quad T_{kl} = c_{kcij}^D S_{ij} - h_{klm}^S D_m, \quad (3.89)$$

де  $\varphi$  - електричний потенціал;  $\rho$  - густина середовища;  $t$  - час;

$\xi_k$  - компоненти вектора механічного зміщення;  $i, j, k, l, m \equiv 1, 2, 3$ .

(3) - квазістатичне рівняння Максвелла;

(4) - рівняння руху елемента середовища (з теорії пружності);

(5) - рівняння, які дають опис п'єзоефекту.

Але для того, щоб зареєструвати будь-який об'єкт на відстані, необхідно мати чутник, який вирішує відповідні задачі стосовно АС, що досліджується. Первинною задачею такого дослідження є визначення відстані відносно досліджуваного об'єкту та швидкості його руху, і лише на третьому етапі є можливість визначення його параметрів. Основне пояснення подібної ситуації базується на засадах закону агресії.

Розглянемо досить простий дослід, основи якого лежать у розгляді ПЗ (рис.3.17). Для цього уявімо собі, що існує деякий чутливий елемент, який розташовано на відстані  $X_B$  від АС (колова геометрія) з центром у  $O_G$ , який обертається навколо центру  $O_{Об}$  з кутовою швидкістю  $\omega$ . При цьому цей АС з точки погляду відчутника спостерігається під кутом  $\alpha$ , а товщина диску забезпечує нормальний процес реєстрації торкання. Абсолютно є достеменним, що сутність, яка має опис фізичної дії згідно (3.1), створюватиме відповідний сигнал у відчутнику. Окрім того, необхідно зауважити, що у точці  $X_B$  дія матиме комплексний характер в залежності від растрового кута. Ще раз нагадуємо, що задача вирішується у площині: при цьому відстань максимальної потужності дії відповідатиме відстані -  $C X_B$ , а координата торкання буде

знаходиться у точці  $D$ , тобто нам необхідно вирішити задачу стосовно впливу руху ПЗ на сигнал відчутника.

Користуючись засадами математичних залежностей, які притаманні косокутному трикутнику [14], маємо можливість скористатися наступною залежністю

для трикутника  $\Delta O_{AC}, O_{OB}, x_B$ .

$$(x_B C)(x_B C + 2R_K) = (A x_B)^2 \quad (3.90)$$

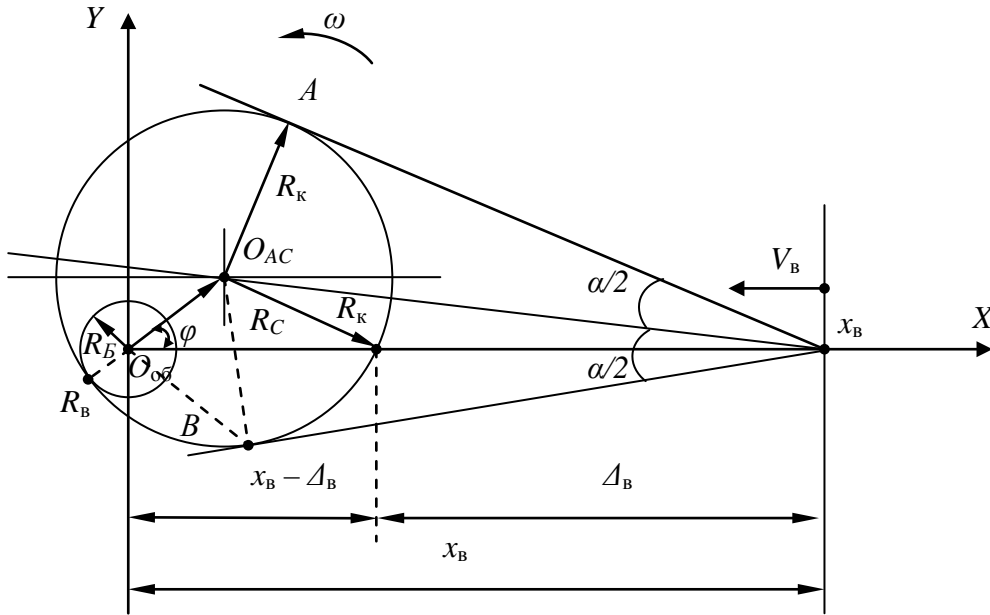


Рис. 3.17 Утворення зони присутності АС при русі центра маси

При цьому відстань фізичної дії закону (3.94), тобто  $\Delta_\phi$  (на рисунку не показано) від центру АС буде наступною:

$$\Delta_\phi = O_{AC} x_B = (x_B C + R_K) = \sqrt{R_c^2 + x_B^2 - 2R_c x_B \cos \varphi} \quad (3.91)$$

Уявімо собі, що швидкість відчутника  $V_{\hat{a}}$  є надвеликою у порівнянні з кутовою швидкістю  $\omega$ . У цьому випадку матимемо момент фізичного торкання у точці  $D$ . Відповідно до цього координата має наступну залежність:

$$x_{\hat{a}} - \Delta_{\hat{a}} = \sqrt{R_c^2 + R_{\hat{e}}^2 - 2R_{\hat{n}} R_{\hat{e}} \cos \varphi} \quad (3.92)$$

Користуючись залежністю для випромінюючих АС, тобто [ ]

$$F_\phi = \frac{K_\phi}{\Delta_\phi^n} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (3.93)$$

отримаємо наступне:

$$R_K = \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{R_c^2 + R_B^2 - 2R_c x_B \cos \varphi}. \quad (3.94)$$

Для статичного вигляду, користуючись (3.92), (3.93), (3.94), матимемо:

$$F_\phi = \frac{K_\phi}{\left( \sqrt{R_c^2 + x_B^2 - 2R_c x_B \cos \varphi} \right)^n} \cdot \frac{R_K^2}{R_c^2 + x_B^2 - 2R_c x_B \cos \varphi} \quad (3.95)$$

або

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_{\kappa}^2}{(R_c^2 + x_b^2 - 2R_c x_b \cos \varphi)^{n-1}} \quad (3.96)$$

Аналізуючи вираз (3.96) відносно максимальних та мінімальних значень матимемо наступне:

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_{\kappa}^2}{(R_c^2 + x_b^2 - 2R_c x_b)^{n-1}} \quad (3.97)$$

буде відповідати максимальній дії на відчутник при  $\varphi = 0$ , а  $\cos \varphi = 1$ .

Мінімальний вплив на відчутник відповідатиме ситуації, коли  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $\cos \varphi = 0$ ,

тобто маємо:

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_{\kappa}^2}{(R_c^2 + x_b^2)^{n-1}} \quad (3.98)$$

Для випадку, який ми розглядаємо існує критична ситуація, а саме, момент утворення панданного вакууму. Створюється подібна ситуація за умови  $R_{\kappa} = R_c$ , звідки маємо наступні висновки:

- для максимального значення потужності, тобто при умові:  
 $x_b = R_{\kappa} = R_c$  отримуємо:

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_c^2}{(R_c^2 - R_c^2 \cos \varphi)^{n-1}} \quad (3.99)$$

- для мінімальних значень потужностей, тобто при умові  $x_b = 2R_c + R_{\kappa}$  матимемо:

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_c^2}{[R_c^2 + (2R_c + R_{\kappa})^2 - 2R_c(2R_c + R_{\kappa}) \cos \varphi]^{n-1}} \quad (3.100)$$

Оскільки процеси, які відбуваються у ПЗ, вже розглянуто у розділі 3.6, розглянемо, що відбувається у зоні панданного вакууму. Тоді відчутник має координату  $x_b < |2R_c - R_{\kappa}|$ . Для цього випадку ситуація дзеркально змінюється відносно сказаного вище. Координата входження відчутника у панданний вакуум відповідає  $x_b = R_c - R_{\kappa}$ .

Перехід, який реєструється за максимальної потужності АС, відбувається при значенні  $x_b = R_c - R_{\kappa}$ , тобто

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_{\kappa}^2}{[R_c^2 + (R_c - R_{\kappa})^2 - 2R_c(R_c - R_{\kappa}) \cos \varphi]^{n-1}} \quad (3.101)$$

Мінімальне значення функція приймає при  $x_b = 2R_c - R_{\kappa}$ , тобто

$$F_{\phi} = \frac{K_{\phi} R_{\kappa}^2}{[R_c^2 + (2R_c - R_{\kappa})^2 - 2R_c(2R_c - R_{\kappa}) \cos \varphi]^{n-1}} \quad (3.102)$$

Стосовно панданного вакууму існують ще дві особливості (на увазі мається його зона присутності у межах АС). Першою такою особливістю є ситуації його реєстрації, коли  $x_b = 0$ , тобто відчутник знаходиться у геометричному центрі панданного вакууму.

У такому випадку залежності (3.101, 3.102) приймають наступний вигляд:

$$F_\phi = \frac{K_\phi R_k^2}{(R_c^2)^{n-1}} = \frac{K_\phi}{R_c^{n-1}} \quad (3.103)$$

Тобто незалежно від фазового кута у центрі панданного вакууму буде статична рівнодіюча у всіх напрямках (у визначеному прикладі ХУ).

Наступна ситуація виникає, коли координата відчутника  $x_b = 0$ , а  $R_c \rightarrow \infty$ . В цьому випадку необхідно розглядати невизначеність наступного вигляду:

$$\lim_{R_c \rightarrow \infty} F_\phi = \frac{K_\phi R_k^2}{[(\infty)^2 + (0)^2 - 2(\infty)(0)\cos\phi]^{n-1}} = F_T \quad (3.104)$$

Реально ця функція приймає мінімальний рівень, коли на якійсь відстані її не можна відокремити від потужності шумового тла, тобто  $F_T$ .

Ця ситуація дуже схожа на протилежну, тобто  $R_c \rightarrow 0$ , а  $x_b \rightarrow \infty$ .

У такому випадку отримуємо невизначеність наступного вигляду:

$$\lim_{x_b \rightarrow \infty} F_\phi = \frac{K_\phi R_k^2}{[(0)^2 + (\infty)^2 - 2(0)(\infty)\cos\phi]^{n-1}} = F_T \quad (3.105)$$

Вираз (3.105) доводить, що він повністю схожий на (3.104) і має схоже пояснення.

Якщо прийняти, що при статистичному  $R_k$  величини  $R_c$  та  $x_b$  приймають такі значення, що відчутник впевнено реєструє присутність АС, то можна визначитися з величиною зони дотику для ЗП.

Для цього приведемо вираз (3.104) до наступного вигляду:

$$R_c^2 + x_b^2 - 2R_c x_b \cos\phi = \sqrt[n-1]{\frac{K_\phi R_k^2}{F_\phi}} \quad (3.106)$$

Вирішуючи це рівняння відносно  $x_b$  при умові, що фазовий кут  $\phi = 0$ , матимемо значення максимальної далекодії зони присутності  $x_{b\max}$ , тобто  $L_{3П}^{\max}$ :

$$L_{3П}^{\max} = R_c + \sqrt[n-2]{\frac{K_\phi R_k^2}{F_\phi}} \quad (3.107)$$

З проведеного математичного моделювання необхідно зробити вагомий висновок, що будь який відчутник завжди реєструватиме не тільки сталу величину потужності ПЗ, але й відповідні модуляції. Він також тісно зв'язаний з рухом у просторі. Це означає, що у просторі ПЗ передається не тільки рух, але і варіації геометрії АС.

## РОЗДІЛ 4

### ФІЗИЧНЕ ПІДГРУНТЯ ВИЗНАЧЕННЯ КООРДИНАТИ ТОРКАННЯ

Розглядати торкання сутностей та супутні процеси неможливо без ретельного вивчення фізичних явищ у процесі торкання. У більшості існуючих робіт з цього питання розглядаються лише чинниково - наслідкові явища, які супроводжують торкання вже після самого факту торкання. Великою вадою у всіх цих дослідних роботах є те, що не висвітлюються процеси, які передують самому процесові торкання [14, 15, 16, 17, 18].

#### **4.1 Різновиди фізичної взаємодії між сутностями**

Оскільки взаємні стосунки всіх сутностей базуються на засадах визначення моменту торкання і, як наслідок, координати точки торкання, то необхідно більш точно визначити, що являє собою контакт двох фізичних сутностей. Така ситуація виникає з того, що для сутності, яка знаходиться у стані торкання з сусідніми сутностями, за важливістю на першому місці знаходиться визначення моменту торкання у часі, і тільки на другому – координата, де це відбувається. Важливим це є тому, що існує виграш у часі з однозначним програшем у точності оцінки координати. Але виграш у часі є більш важливим з тих чинників, що дає можливість оцінити сусідню сутність, яка робить спробу увійти у стан торкання, тобто на скільки агресивні є її параметри або дії.

Для сусідньої сутності є аналогічною подібна ситуація, і вона теж максимально розповсюджує навколо себе свою інформаційну зону присутності, використовуючи всі можливості для випробування сусідньої сутності на міцність. Відсутність кожної сутності до навколишнього середовища така, які вона має можливість утворити для своїх чутливих елементів, тобто відчутників та чутників.

Особливою властивістю будь-якої сутності є можливість утворення таких відчутників, які мають можливість вибірувати інформацію набагато нижче того рівня, котрий утворюється загальною дією обраного елементарного фізичного закону. Сутність, яка має подібні відчутники, утворює і чутники, не гірші за рівнем вибірування. Через це вона має більш повну інформацію про присутність сусідніх сутностей та попередження агресивних дій з їх боку. Окрім того, слід зауважити, що будь-яке торкання в сучасній уяві асоціюється здебільшого з торканням твердих тіл, і аж ніяк нічого іншого. Але реальні взаємні стосунки сутностей набагато більш різнобарвні за нашу уяву. Звідсіля слідує доцільність розглядання їх взаємодії на відстані, коли притаманні їм фізичні властивості починають виявлятися таким чином, що є можливість їх надійно зареєструвати.

Розглядати процес торкання без певної ідеалізованої його моделі просто неможливо. Тому для найкращого висвітлення цього процесу властивості, притаманні об'єкту вимірювання (ОВ) (АС) та чутливому елементу (ЧЕ), тобто відчутнику, подрібнюються на елементарні якісні фізичні функції, як наприклад твердість, газоподібність, магнетність тощо (рис. 4.1). У такому випадку будь-яке ідеалізоване фізичне тіло утворюється комбінацією

елементарних фізичних властивостей. Задля зручності сутності, які приймають участь у процесі торкання, будемо називати: об'єктом вимірювання (ОВ), яким властива умовна нерухомість у просторі\* та чутливим елементом (ЧЕ), який має властивість руху.

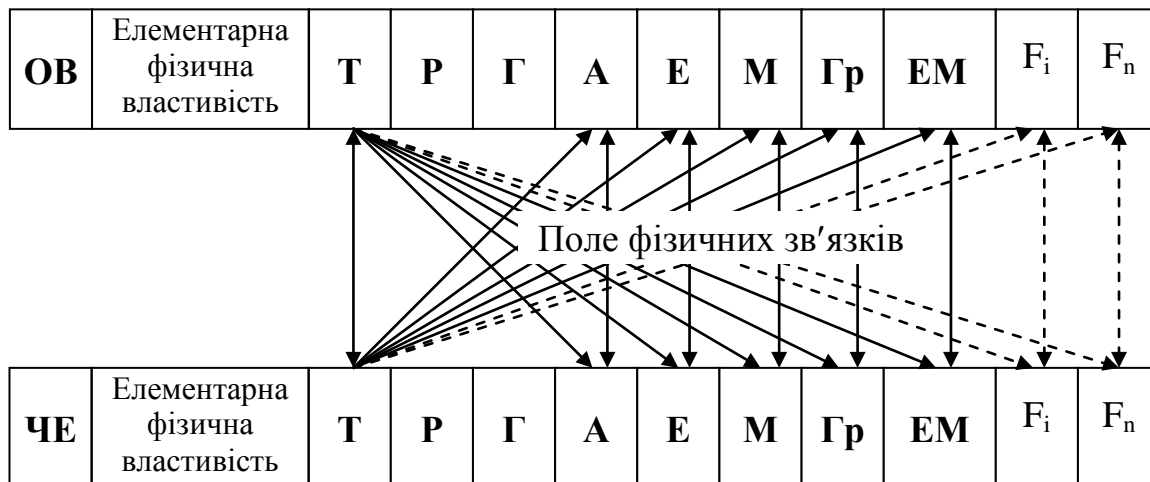


Рис. 4.1 Поле зв'язків елементарних фізичних властивостей ОВ та ЧЕ, де: Т, Р, Г, А, Е, М, Гр, ЕМ – твердість, рідина, газ, акустична, електрична, магнетна, гравітаційна, електромагнетна відповідно  
F<sub>i</sub> – i-та елементарна фізична якість;  
F<sub>n</sub> – n-та елементарна фізична якість;

Якщо уявити низку фізичних властивостей, які характеризують ОВ, та таку ж низку, що характеризує ЧЕ, то між ними може бути створене поле  $P$  зв'язків, на засадах яких реєструється процес торкання. З цього поля є можливість визначити кількість базових варіантів побудови фізичного принципу системи торкання. У природі не існує об'єктів, яким притаманні монофізичні якості. Кількість варіантів комбінацій фізичних властивостей для ОВ позначимо як  $C_m^\alpha$ , де  $\alpha$  - кількість об'єднаних в ОВ фізичних властивостей, а  $m$  – кількість фізичних властивостей, характерних для ОВ. Аналогічно для ЧЕ кількість варіантів буде  $C_m^\beta$ , де  $\beta$  - кількість об'єднаних в ЧЕ фізичних властивостей. Однак максимальна кількість фізичних властивостей для ОВ та ЧЕ завжди однакова. При цьому будь-яка нова фізична властивість для ОВ може бути реалізована в ЧЕ, але не навпаки, оскільки фізична властивість ОВ – первинна. Отже, якщо виходити з того, що кількість всіх зв'язків  $C_{2m}^{\alpha+\beta}$ , то кількість  $P$

\* нерухливість сутності є суто ідеалізована властивість, яка ніколи не зустрічається у природі (див. розділ, присвячений сутності)

базових зв'язків, на яких може бути побудований процес реєстрації торкання, визначається за формулою:

$$P = C_{2m}^{\alpha+\beta} - C_m^{\alpha} - C_m^{\beta} \quad (4.1)$$

де  $\alpha = 1, 2, 3, 4 \dots m$ ;

$\beta = 1, 2, 3, 4 \dots m$ ;

$m = 1, 2, 3, 4 \dots \infty$ .

Модель процесу торкання можливо побудувати за підрахунками таких зв'язків, котрих може бути декілька десятків. Втім у техніці, наприклад, використовуються одиниці. У реальних умовах контактування сутностей супроводжується комплексними значеннями, в яких взаємодіють декілька фізичних властивостей. Твердим та рідким сутностям властиве поширення фізичних полів (акустичних, електричних, магнетних та електромагнетних). Тип фізичного зв'язку між ОВ і ЧЕ обирають, виходячи з високої чутливості елемента до пересувань та перетворень об'єкта; отримання високого співвідношення сигнал/шум при входженні у фізичний контакт ОВ з ЧЕ; нескладності керування процесом за потужністю та напрямом дії; нескладності конструкції пристроїв, що реєструють момент торкання.

Використання інших різновидів фізичної взаємодії між сутностями викликає труднощі не так внаслідок недостатньої чутливості, як внаслідок зростання потужності взаємодії до межових значень при наближенні їх поверхонь.

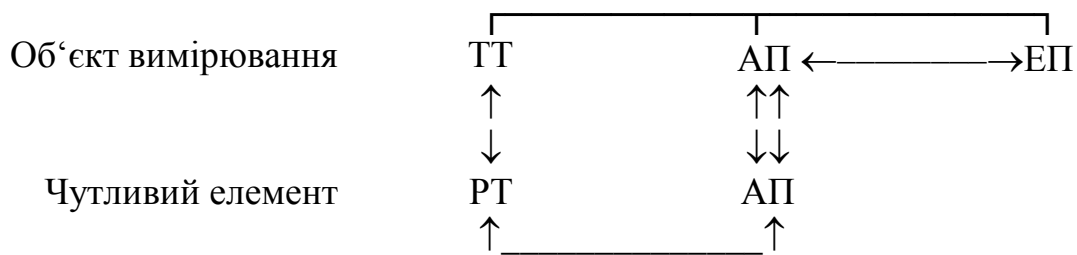
Як ілюстрації складності цього питання на рис. 4.2 розглянуто приклад не дуже зручного випадку взаємодії ОВ та ЧЕ при торканні. Для вивчення процесу торкання, наприклад, ТТ – РТ необхідно визначити, які властивості притаманні ОВ та ЧЕ. З рис. 4.3 видно, що ОВ та ЧЕ притаманні властивості акустичного поля, тому найефективнішими відчутниками торкання можна вважати акустичні, або при наявності деякого збігу обставин і оптичні. Проте це не є перешкодою для побудови чутника торкання з використанням якостей ЕП об'єкта вимірювання.

Об'єкт вимірювання	ТТ	РТ	ГТ
	↑	↑	↑
	↓	↓	↓
Чутливий елемент	РТ	РТ	ГТ

ТТ – тверде тіло, РТ – рідинноподібне тіло, ГТ – газоподібне тіло

Рис. 4.2 Приклад складних випадків визначення торкання ОВ та ЧЕ

Але це більш енергоємний шлях (на рис. 4.3 зображено пунктирною лінією). У цьому випадку може бути випадок, коли електричним полем у ОВ збуджуються акустичні коливання (АК) з наступною реєстрацією їх акустичними відчутниками. При такій побудові процесу торкання без сумніву енерговитрати набагато перевищують оптимальний рівень, а процес реєстрації ускладнюється.



ТТ – тверде тіло, РТ – рідинноподібне тіло, АП – акустичне поле, ЕП – електричне поле

Рис.4.3 Схема вибору фізичних властивостей ОБ та ЧЕ

Тому для будь-якої сутності (ОБ або ЧЕ) є вибір оптимального відчутника та оптимального фізичного закону, який є засадним щодо його дії. Оскільки акустичні поля мають властивості, які підпорядковані конкретним фізичним законам, то їх і використовують як основу побудови майбутнього чутника торкання. З рис. 4.4 видно, що взаємозв'язок ОБ та ЧЕ на основі фізичних законів може розглядатися так само, як і система базових варіантів торкання (див. рис. 4.1), із застосуванням того ж логіко-математичного апарату. Розглянутий порядок вибору фізичного закону, на якому базується система торкання, є оптимальним для побудови моделі процесу торкання і, як наслідок, реальної конструкції приладу.

Коли сутності зустрічаються з подібною задачею, то вони оперують реальними фізичними об'єктами, яким властива ціла низка якостей, а тому фактично мають накладені одна на одну фізичні властивості. У такому разі добираються ті фізичні властивості, які виявляються найбільш потужними для певного фізичного об'єкту. Що стосується конкретних фізичних законів, то практика вказує на те, що найбільш ефективними законами є закони розповсюдження присутності, які або мають найменший опір навколишнього середовища, або мають властивість самопідтримки, або викликають у просторі ланцюгові реакції енергетичної самопідтримки, тобто спрацьовують, як детонатор присутності.

## 4.2 Теорема ознак до визначення координати поверхні торкання

Для того, щоб відповісти на питання, що таке фізичний контакт двох сутностей, необхідно розглянути, що відбувається в зоні їх торкання (рис. 4.5). Якщо взяти монолітну сутність з ізотропними фізичними властивостями в усьому об'ємі та розсікти її будь-якою уявною поверхнею, то можна умовно вважати, що з одного боку знаходиться ОБ, а з другого – ЧЕ (рис. 4.5а). При цьому фізичні властивості ОБ та ЧЕ однакові. Постає питання: «Яким чином визначити поверхню торкання?» За прийнятою умовою нема таких властивостей ОБ та ЧЕ, коливання яких вказало б на наявність поверхні розподілу. Якщо поволі розводити ОБ та ЧЕ у різні боки (рис. 2.5б) то при



цьому має місце потужна протидія з боку сил міжмолекулярного зчеплення, які взаємодіють до певних розмірів щілини, після чого вони різко слабнуть. У такому разі визначити розташування уявної поверхні контакту у просторі можливо тільки за відстанню між атомами АС, а похибка визначення її координати наближається до мінімальної, позаяк поверхня знаходиться посередині щілини.

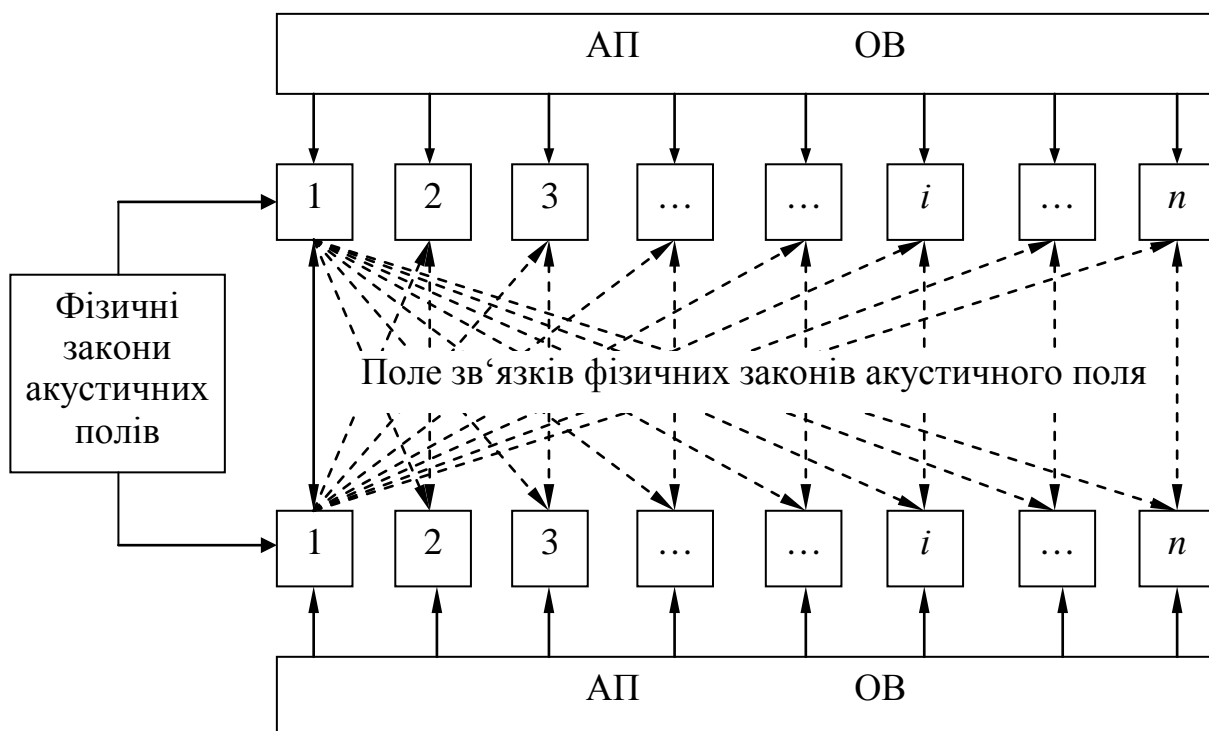


Рис.4.4 Структурна схема поля зв'язків законів існування акустичних полів ОВ та ЧЕ

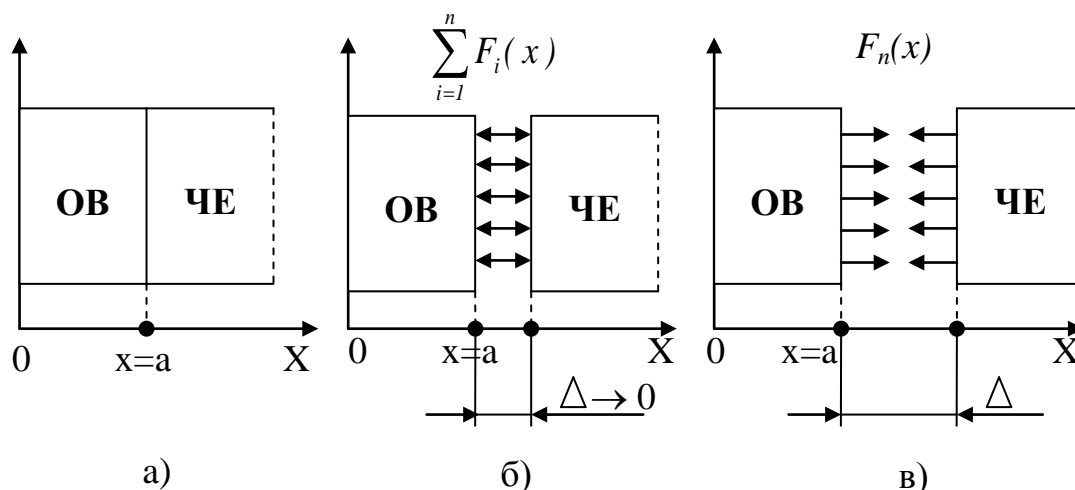


Рис.4.5 Процес роз'єднання ОВ та ЧЕ, де: а – умовний переріз ОВ та ЧЕ; б – взаємодія при роз'єднанні ОВ та ЧЕ; в – дійсний розділ ОВ та ЧЕ

При подальшому розвитку щілини міжмолекулярна взаємодія зникає, але починають виявлятися інші фізичні властивості сутностей, потужність взаємодії яких ще не слабне на деякій відстані. На цьому етапі виникає становище, при якому в щілині між ОВ та ЧЕ відбувається трансгресія сторонньої фізичної сутності зі своїм рядом  $F_n(x)$  основних зв'язків. Наприклад, якщо сутність знаходиться не в вакуумі, а у реальному середовищі, то це можливо будуть або атоми повітря, або рідини, які утворюють прошарок стороннього середовища зі своїми фізичними якостями. Координати поверхні роз'єднання ОВ та ЧЕ знаходиться в цій щілині, але вона прив'язана до ОВ. В той же час зростає невизначеність у точному вимірюванні її координати, оскільки фізичні явища, за якими фіксують координати взаємодії на таких відстанях, знаходяться на межі свого умовного стрибкоподібного зникнення або виникнення. Подальше збільшення щілини призводить до того, що діють тільки ті фізичні потужності, взаємодії яких вистачає на підтримання інформації про зв'язок двох об'єктів. В цьому випадку невизначеність координати поверхні торкання в просторі ще більш зростає.

Остання стадія в роз'єднанні ОВ та ЧЕ визначається тим, що жодна з фізичних сил взаємодії не має достатньої потужності, яка могла б бути помічена чутником торкання. Такий випадок виникає, коли потужність взаємодії зрівнюється із загальним тлом у просторі обраного фізичного закону.

Якщо для визначення координати перерізу підходити з огляду на безперервність функцій у межах тіла, яке перетинається, то для деякої  $i$ -тої елементарної фізичної властивості (функції)  $F_i(x)$  є можливість визначити рівняння безперервності сутності:

$$\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) = F(a), \quad (4.2)$$

де  $F_i(x)$  -  $i$ -та елементарна фізична функція властивості сутності;

$x$  - плинна координата уявної поверхні  $0 \leq x \leq \infty$ ;

$a$  - число, що належить межам завдання координати уявної поверхні -  $x$ ;

$F_i(a)$  - значення елементарної фізичної функції при  $x=a$ .

Це рівняння свідчить про відсутність поверхні фізичного розподілу між ОВ та ЧЕ за обраним фізичним законом  $F_i(x)$ .

Якщо взяти до уваги, що існує  $n$  елементарних фізичних функцій, котрі об'єднують ОВ та ЧЕ, за якими є можливість помітити присутність або відсутність поверхні розподілу, то можна побудувати систему з  $n$  - рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{x \rightarrow a} F_1(x) = F_1(a) \\ \lim_{x \rightarrow a} F_2(x) = F_2(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_i(x) = F_i(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_n(x) = F_n(a) \end{array} \right. \quad (4.3)$$

При умові, що  $0 \leq x \leq \pm\infty$ , наведена система рівнянь вказує на те, що не існує параметра, завдяки якому можна визначити координату поверхні розподілу. Наслідок, що випливає з такої системи рівнянь, надає можливість визначити координату поверхні розподілу як таку, коли координата площини перетину знаходиться при умові, що хоча б одне рівняння перетворюється у нерівність, тобто:

$$\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) \neq F_i(a) \quad (4.4)$$

Отже можна сформулювати тезу щодо визначення координати поверхні розподілу:

- по-перше, присутність хоча б однієї нерівності в системі,
- по-друге, координата поверхні ОВ визначається в тому випадку, коли  $x = a$ , при якому  $\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) = F(a)$ .

### 4.3 Теорема про розташування поверхні торкання

Для визначення фізичного контакту двох сутностей розглянемо залежність між розмірами щілини  $\Delta$  та кількістю фізичних зв'язків  $P_m$ , що діють у цій щілині. Для прикладу розглянемо перший етап роз'єднання сутностей на засадах сил міжмолекулярного зчеплення (рис. 4.6 – 4.7). Приблизно можна вважати, що сили взаємодії молекул (сили Ван-дер-Ваальса) залежать від відстані  $r$  між їхніми центрами мас. На відстані порядку  $10^{-9}$  м діють сили притягання, а на відстані порядку  $10^{-10}$  м – сили відштовхування. Загально прийнято, що сили притягання є додатними, а сили відштовхування – від'ємними. Сила міжмолекулярної взаємодії являє собою рівнодіючу сил притягання та відштовхування і має такий вигляд [7]:

$$\begin{aligned} F(r) &= -\frac{a}{r^7} & \text{при } r > r_0, \\ F(r) &= 0 & \text{при } r = r_0, \\ F(r) &= -\frac{b}{r^m} & \text{при } r < r_0, \end{aligned} \quad (4.5)$$

де  $9 < m < 15$ .

При  $r = r_0$  (сили притягання та відштовхування взаємно врівноважуються) визначається найбільш стійке розташування взаємодіючих молекул. Величини коефіцієнтів  $a$  та  $b$  залежать від структури молекул. Згідно із залежностями (4.5) при  $r < r_0$  сили відштовхування швидше зменшуються, ніж сили притягання і можуть впливати тільки при безпосередньому наближенні молекул. Графік  $F(r)$  (рис. 4.6) показує, що координата поверхні між двох твердих тіл ОВ та ЧЕ знаходиться на відстані  $r_0$  від центру мас поверхневого шару атомів ОВ. При цьому слід враховувати, що між найближчими атомами ОВ та ЧЕ відсутні сили деформації (тиск на ОВ з боку ЧЕ).

Для здолання сил Ван-дер-Ваальса необхідно витратити енергію  $U(r)$  (рис.4.7). З цього неважко визначити, що при розмірі щілини, більший за  $\Delta = 3r_0$ ,

сили взаємодії різко зменшуються. Ця відстань дорівнює розміру щілини порядку  $10^{-9}$  м. Якщо відстань більша, то відсутня основна фізична сила, що характеризує монолітну сутність як одне ціле. В цьому випадку неможливо ні в який спосіб виявити поверхню розділу. Отже можна сформулювати поняття фізичного торкання як рівновагу усіх форм зв'язку на межі розділу. Звісно, що таке явище ідеальне і за природних умов не зустрічається. На практиці можливі тільки наближення, наприклад, плитки Йогансена, вакуумна зварка тощо. Реально завжди існують сутності, різні за своїми фізичними якостями та потужністю.

Умова фізичного торкання для різнорідних сутностей єдина:  $F(r) \neq 0$  при  $r=r_0$ .

При подальшому збільшенні щілини між ОВ та ЧЕ продовжують діяти фізичні сили, для яких щілина не є значною перешкодою і практично не впливає на їх величину. З різних літературних джерел та дослідів встановлено, що розмір цієї щілини коливається у діапазоні  $3r_0 \leq \Delta \leq 5 \cdot 10^{-9}$  м.

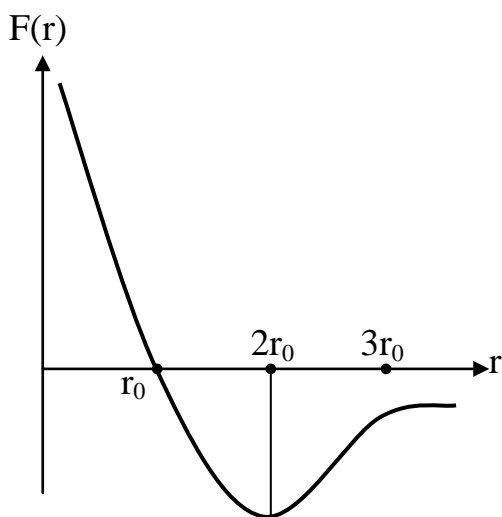


Рис. 4.6 Графік зміни сили міжмолекулярного притягання

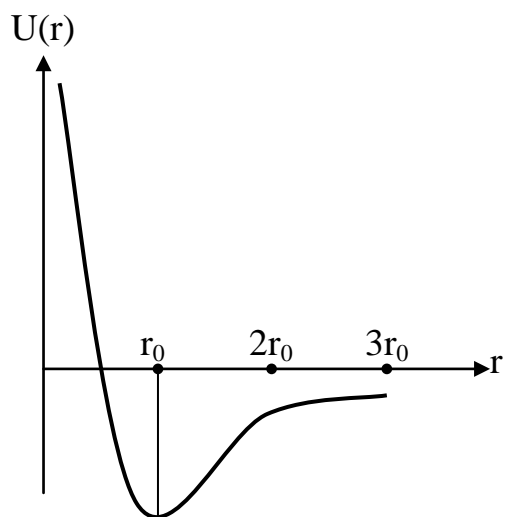


Рис. 4.7 Графік зміни потенціальної енергії міжмолекулярного притягання

Збільшення щілини ще на кілька порядків призведе до послаблення фізичних зв'язків між ЧЕ та ОВ, що дозволить краще зареєструвати таку щілину. Перевага цього діапазону полягає не так у визначенні моменту контакту (потужність має нестабільний характер), як у можливості отримання сигналу “присутності” ОВ у безпосередній близькості від ЧЕ.

Позитивною стороною є те, що флуктуації мікрофізичних явищ на протизагу молекулярним дають інформацію про стан поверхневих структур об'єкта вимірювання. Дослідами визначено, що у цьому випадку порядок діапазону щілини  $5 \cdot 10^{-9} \leq \Delta \leq 5 \cdot 10^{-6}$  м є найбільш оптимальним.

В діапазоні щілин  $5 \cdot 10^{-6} \leq \Delta < \infty$  взаємодія поступово слабне або повністю відсутня. Характерним для діапазону є те, що якщо є якась взаємодія, то вона,

як правило, викликана дією навколишнього середовища. Наприклад, якщо сутності притаманні гравітаційні властивості, то взаємодія визначається на досить великих відстанях, але за умови, що навколишньому середовищу притаманні ті ж властивості, які не перешкоджають цій взаємодії. Тут ні у якому разі не можна забувати про масштабування об'єктів вимірювання.

З вищесказаного є можливість сформулювати теорему про поверхню торкання сутностей.

**Теорема про розташування поверхні торкання:** Поверхня торкання двох сутностей завжди проходить по зонах присутностей цих сутностей, утворюючи рівнопотужну поверхню.

**Доказ:** Нехай існує деяка ідеалізована сутність з однаковими фізичними властивостями (рис. 4.8). Уявимо собі, що ця сутність поділена на  $n$ -елементів, які нічим не відрізняються один від одного, окрім свого порядкового номеру. Необхідно вирішити задачу розподілу цієї сутності на дві, тобто  $\{C1\}$  та  $\{C2\}$ . У такому випадку  $i$ -й елемент першочергової сутності повинен належати або сутності  $\{C1\}$ , або сутності  $\{C2\}$ . Окрім того, існує можливість того, що  $i$ -й елемент належить третій сутності  $\{C3\}$ , яка проникла у щілину, але це є протиріччям прийнятим умовам.

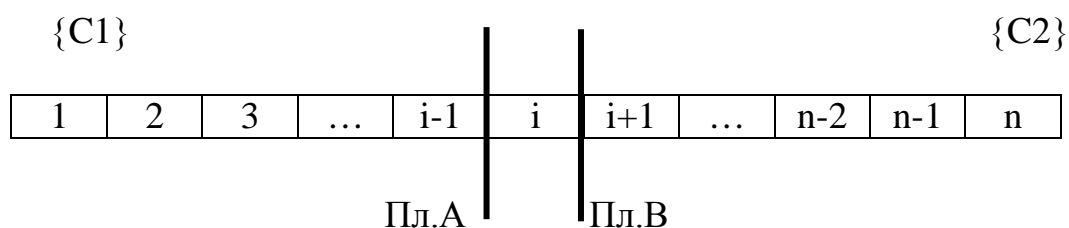


Рис. 4.8 Теорема проходження площини торкання

Чинним наслідком з вищесказаного є те, що площина розподілу сутностей знаходиться, як площина А, розташована поміж елементами  $i-1$  та  $i$ , або площина В поміж елементами  $i$  та  $i+1$ . Якщо прийняти, що такою поверхнею торкання є поверхня А, то є можливість заглибитись ще на одну ступінь, тобто зробити більш дрібніший розгляд. Звідкіля отримуємо таку саму картину, як на рис. 4.8. Площину торкання необхідно буде розглядати, як попередній випадок. У загальному випадку є можливість констатувати той факт, що поверхня торкання проходить через удавану поверхню, яка утворюється рівнодіючими сил Ван-дер-Ваальса, тобто на атомарному рівні (див. рис. 4.7). Теорема доведена.

Доведена теорема фактично є теоремою про миттєве розташування поверхні торкання і доводить, що будь-які сутності завжди взаємодіють своїми зонами присутності різної потужності. Нестабільність розташування поверхні у просторі пояснюється вібраційними коливаннями атомів сутностей у просторі. Окрім цього, існує досить важливий висновок з цієї теореми: *Сутності ніколи*

*не торкаються своєю атомарною структурою, а передають свою силову дію через поля присутності атомів.*

До вищесказаного необхідно зробити спеціальне уточнення, що стосується поверхонь торкання. Так, за поверхню сутності необхідно приймати уявну поверхню, яка відповідає поверхні, утвореній рівнодіючими силами міжмолекулярної взаємодії. Усі інші поверхні рівнодії, які утворює сутність, є поверхнями присутності. Тільки у випадку екстремальних ситуацій взаємодії сутностей ці поверхні частково співпадають з поверхнею самих сутностей.

#### **4.4 Зміна потужності взаємодії в залежності від розмірів щілини $\Delta$ . Умови реєстрації торкання**

Зрозуміло, що на перших етапах роз'єднання зміна будь-якого фізичного параметра на нескінченно малій відстані має невеликі значення і від чутливості сутностей залежить можливість зафіксувати контакт, тобто  $\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) \neq F_i(a)$ .

При розгляданні надмалих щілин виникає також питання щодо ідентифікації поверхні сутності, якої торкаються, та визначення координати цієї поверхні. Окрім того, якщо сутності знаходяться в реальному середовищі, в щілину починають проникати інші за фізичними властивостями сутності, які викликають появу нових фізичних явищ і, як наслідок, поповнення системи рівнянь новими.

З огляду на практику застосування найважливішим і у природі, і у техніці, є необхідність утримання сутності на необхідній відстані, яка оберігає їх від невідновлювальної руйнації.

Звідси можна сформулювати основну задачу тонкого торкання (ТОНТОР) – реалізувати торкання будь-яких об'єктів без фізичного руйнування їх поверхонь, які входять у контакт. Звісно, що це ідеалізована задача, тому і наблизитись до її вирішення можна тільки теоретично. За теперішніх умов мати повну відсутність фізичного руйнування з природних чинників зовсім нереально. Пояснення цього протиріччя досить просте. Справа в тому, що механічне руйнування є частиною фізичного, яке являє собою цілий комплекс процесів, де кожен з них не є обов'язковим. За таких умов усунення механічного руйнування з цього комплексу не тільки бажане, а й обов'язкове з погляду збереження сутності. Тому будь-яка сутність утворює навколо себе зону присутності та захисту, яка постійно знаходиться у стані руйнації, але при цьому попереджає сутність, тим самим захищаючи її. Як фізичні об'єкти зони присутності та захисту здебільшого є сутностями з характеристиками поля, тому і вимагають невеликих енергетичних затрат і легко відновлюються у випадку руйнації. Фізичні процеси, які утворюються внаслідок таких руйнацій, мають у першу чергу інформаційний характер, і, як наслідковий чинник, захисний.

Немає сумніву, що зворотній процес, котрий проходить в ідеальних умовах, буде точною копією прямого, але це тільки умовна ситуація, оскільки вона

проходить з тією чи іншою мірою ентропії, розміри якої залежать від того, як якісно контролюються фізичні параметри.

Умови визначення торкання ОВ та ЧЕ згідно (4.4) є наявність хоча б однієї рівності у блоку нерівностей, тобто:

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{x \rightarrow a} F_1(x) \neq F_1(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_i(x) = F_i(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_n(x) \neq F_n(a) \end{array} \right. \quad (4.6)$$

На відміну від умов повного торкання (4.3) умова (4.6) є умовою неповного або часткового торкання ОВ та ЧЕ. За цією умовою кількість рівностей у блоку (4.6) не повинна перевищувати число  $n-1$ . Сам блок рівнянь (4.6) є перехідним між блоком рівнянь (4.3), що мають опис умов повного торкання, та блоком нерівностей, що описують відсутність торкання:

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{x \rightarrow a} F_1(x) \neq F_1(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_i(x) \neq F_i(a) \\ \dots\dots\dots \\ \lim_{x \rightarrow a} F_n(x) \neq F_n(a) \end{array} \right. \quad (4.7)$$

Звичайно, що реальним фізичним тілам притаманні гуртові комплекси елементарних фізичних законів, кожний з яких має потужність, характерну тільки для цього виду сутності. На практиці, у широкому загалі, зазвичай переважну цікавість має торкання сутностей, які досить сильно різняться за потужністю елементарних фізичних законів, що їм притаманні. У такому випадку необхідно обирати ті властивості у ОВ та ЧЕ, які за своєю потужністю перевищують усі інші та мають достатній вплив потужності на чутники торкання. Практично і теоретично всі об'єкти знаходяться у торканні хоч би за одним з елементарних законів, і йдеться тільки про здібності відчуття чутника до рівня потужності цього зв'язку. Тому у широкому розумінні фізичного явища торкання як такого, необхідно розуміти знаходження у стані торкання таких сутностей, які мають взаємодію за обраним законом (або кількома) вищими за тло, що реєструє чутник. Тобто існує один або кілька законів, за якими реєструється торкання, але це торкання може бути однотипним за обраним рівнем для одного обраного закону, або багатотипним, коли воно реєструється за кількома законами, але послідовно. Тому ступінь торкання може бути різною, як і пов'язана з нею точність.

Підводячи підсумок, можна стверджувати, що блоки рівнянь та нерівностей, котрі наведені вище (4.3), (4.6), (4.7), мають якість інвертованості. Це означає,

що немає різниці у переході ОВ та ЧЕ з стану торкання у неторкання і навпаки. Так, умова за (4.3) може розглядатись як неторкання, а умова (4.7) – як торкання. Але у обох випадках умова (4.6) або інвертована до неї розуміється як умова “присутності”, яка означає фізичну деформацію зони присутності сутності і завжди має максимально дальнюдіючу з усіх можливих.

Найскладніша ситуація виникає, коли зворотний процес має дискретний характер. За таких умов можливі три випадки кінцевого розташування ОВ та ЧЕ.

У першому випадку (рис. 4.9) ЧЕ не має фізичного контакту з ОВ, але чутники фіксують його присутність у безпосередній близькості. Це зазвичай виникає на межі чутливості чутників за параметром  $F_i(x)$ , що обумовлює невизначеність у знаходженні координати поверхні об’єкту. Конкретне значення цієї невизначеності залежить від можливості контролю співвідношення  $\Delta F_i(x)/\Delta$  (рис. 4.10). Практично й теоретично розмір цієї щілини для найкращих параметрів коливається майже від 0 до 0,02 мкм. При торканні такі випадки зустрічаються часто.

У другому випадку (рис. 4.11) ЧЕ має фізичне торкання з ОВ, але при цьому не руйнується.

З огляду на практичну значущість найбільш цікавим є третій випадок, коли розташування ЧЕ таке, що спостерігається мікроруйнування (рис. 4.12). Проникнення ЧЕ при цьому коливається в межах кроку позиціонування. За такої ситуації в системі рівнянь (4.5) з’являється ще один фізичний параметр  $\lim_{x \rightarrow a} F_{n+1}(x) = F_{n+1}(a)$ , який зазвичай являє собою функцію деформації третьої сутності, дія якого викликає ланцюгову реакцію перетворення у (4.6).

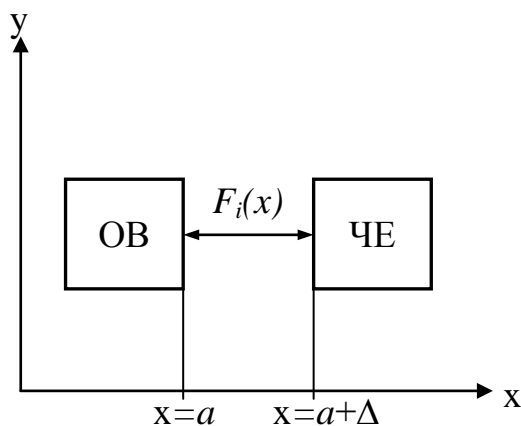


Рис. 4.9 Схема фіксування торкання при щілині  $\Delta$

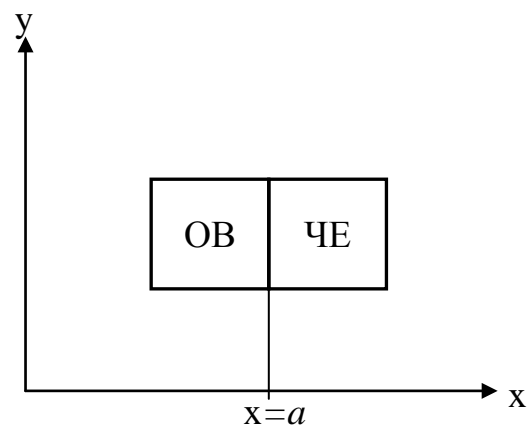


Рис. 4.10 Схема ідеального торкання

Поява третьої сутності призводить до того, що система нерівностей (4.6) при русі ЧЕ на ОВ може перетворитись на систему рівностей (4.3) при торканні раніш за дійсну координату торкання, або пізніше, коли третє тіло втиснуто у межі ОВ та ЧЕ.



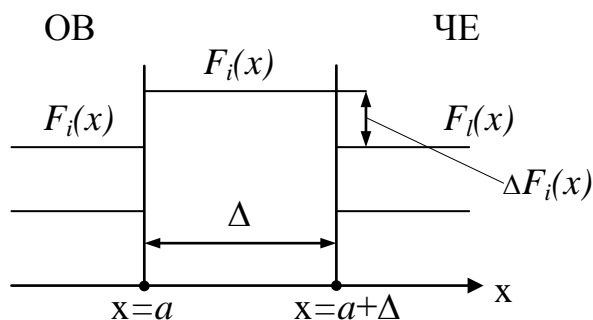


Рис. 4.11 Схема зміни параметра  $F_i(x)$  у щілині  $\Delta$

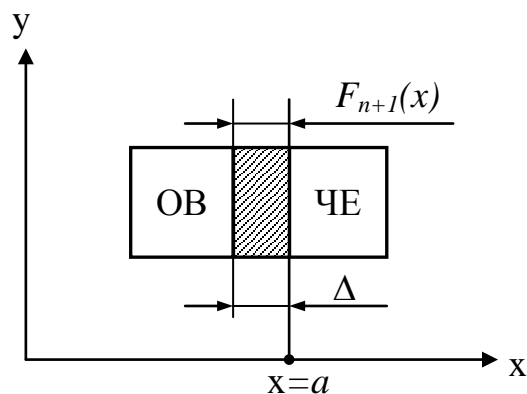


Рис. 4.12 Схема виникнення фізичного параметра  $F_{n+1}(x)$  при деформації ОБ

Перша ситуація відбувається за обставини, коли третя сутність значно підсилює елементарний фізичний закон, тобто йде процес сумування обох законів:

$$\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) + \lim_{x \rightarrow a} F_{n+1}(x) = F_i(a) + F_{n+1}(a) = F_i^+(x) \quad (4.8)$$

У випадку негативної дії функції  $F_{n+1}(x)$  на  $F_i(x)$  це є різниця між ними, котра послаблює кінцевий результат:

$$\lim_{x \rightarrow a} F_i(x) - \lim_{x \rightarrow a} F_{n+1}(x) = F_i(a) - F_{n+1}(a) = F_i^-(x) \quad (4.9)$$

При цьому в зоні контакту формується нове середовище з новими фізичними якостями, котре описується системою рівнянь, притаманних тільки їй. Це викликає складнощі в побудові системи контролю, тому що параметр  $F_i(x)$  вже не відповідає дійсним умовам роботи і необхідно перейти до іншого параметру, за допомогою якого  $\{F'_i(x)\}$  можна контролювати ситуацію. Цей параметр, існуючий тільки при умові фізичного контакту ОБ та ЧЕ (інструмента), повинен бути фізично спорідненим до параметра  $F_i(x)$  (рис. 4.13). Оскільки  $F_1^+(x) \gg F_1^-(x)$ , це утворює значні проблеми у визначенні моменту

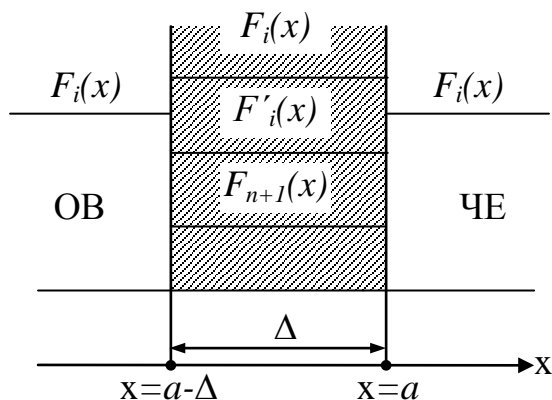


Рис. 4.13 Схема зміни фізичного параметра  $F_i(x)$  та виникнення параметру  $F'_i(x)$

торкання і, як наслідок, координати поверхні. Щоб охопити такий значний діапазон у перепаді функцій, за якими ідентифікуються момент торкання, сутність повинна мати певний час для аналізу процесу торкання. Окрім того, процес аналізу повинен бути досить швидкий та якісний. Досягти цього

є можливість тільки за умови високої чутливості до процесів на межі шумового тла, користуючись малоінерційними законами присутності з одночасним високоякісним аналізом. Це пояснює те, чому у природньому середовищі такого сильного розповсюдження набуло застосування електромагнетних полів різного характеру та частоти. Наразі гарним прикладом може бути зміна польової структури під час взаємодії інструмента і деталі. Для цього був проведений спеціальний дослід, коли польова структура деталі досліджувалася лише електромагнетним відчутником (рис. 4.14) та електромагнетним відчутником з інструментом (рис. 4.15) - випадок токарної обробки площина ХУ. У тому досліді дуже добре видно, наскільки сильно впливає присутність інструмента на загальну конфігурацію магнетного поля навколо деталі.

У випадку підсилення третє тіло, яке утворює закон  $F_{n+1}(x)$  (4.8), повинно бути фізично спорідненим з обраним фізичним законом щодо торкання, а у другому - повною протилежністю йому. Помилка у визначенні моменту торкання, яка налаштована на рівні спрацювання  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  реєструє просте підвищення потужності сигналу і не може відрізнити функції  $F_i(x)$  від  $F_{n+1}(x)$ . Єдиний спосіб боротьби з цим типом брудоперешкоди - це керування рівнями  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$ .

У другому випадку (4.9) ситуація з реєстрацією торкання ще складніша. Визначити момент торкання є можливість тільки з допомогою полічутника, який реагує на функції  $F_i(x)$  та  $F_{n+1}(x)$ . Побудова такого чутника є надто складною. Тому у природі і, як наслідок, у світовій практиці застосовується методологія “перебігу”, коли максимальна координата руху сутності обмежена “максимально безпечною”.

У реальному випадку виникає ситуація, коли момент торкання визначається або занадто рано, або з серйозним запізненням. Зазвичай ранішня реєстрація моменту торкання компенсується доволі нескладно. При реальній ситуації, коли є кінцева швидкість торкання -  $k_i V_p$ , час визначення торкання -  $t_T$  та час прийняття рішення про зупинку (гальмування) -  $t_{np}$ , завжди існує деформація сутностей під дією силових чинників, породжених самими сутностями.

Під дією деформації фізичний закон  $F_{n+1}(x)$  вже не можна розглядати, як у попередніх випадках (4.5), оскільки цей закон впливає на закон  $F_i(x)$ , спотворюючи його, і рівняння (4.3) не діють. Новий закон знаходження площини розподілу буде похідним від законів  $F_i(x)$  та  $F_{n+1}(x)$ . Так, наприклад, розподіл тиску у зоні контакту ОВ та ЧЕ за координатою буде відмінним від законів тиску у ОВ та ЧЕ. В процесі роз'єднання ОВ та ЧЕ не всі елементарні фізичні функції змінюють свої величини (рис. 4.16). Абсолютна більшість фізичних законів в залежності від відстані змінює свою потужність  $F$  за законами, які відповідають (3.1). У щілині  $\Delta$ , яка утворюється поміж ОВ та ЧЕ, виникає поле взаємодії елементарних фізичних законів, притаманних обом об'єктам торкання. Впродовж збільшення розміру щілини потужність їх взаємодії спадає. Коли потужність взаємодії по деякому з обраних елементарних фізичних законів спадає нижче за рівень шумів, притаманних обраному закону, слід вважати, що його взаємодія скінчилась. Як наслідок констатується той факт, що торкання між ОВ та ЧЕ за обраним законом відсутнє.

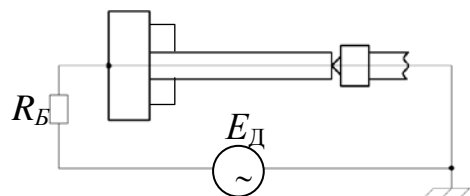
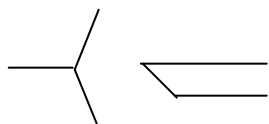


Схема підключення деталі



Розташування кулачків патрона по відношенню до відчутника

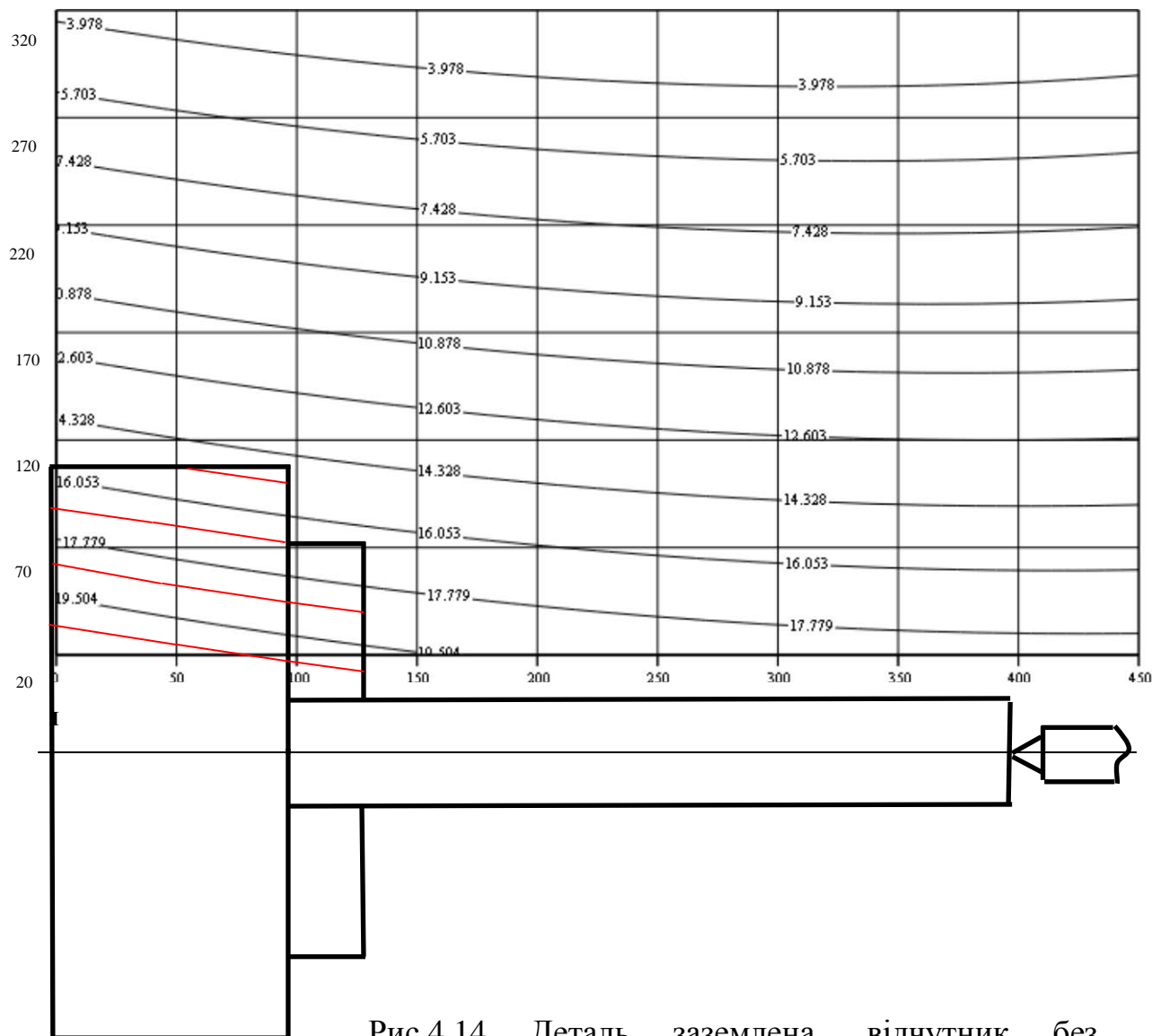


Рис.4.14 Деталь заземлена, відчутник без інструменту. Ізолінії напруженості магнітного поля відповідають еквівалентній ЕРС відчутника

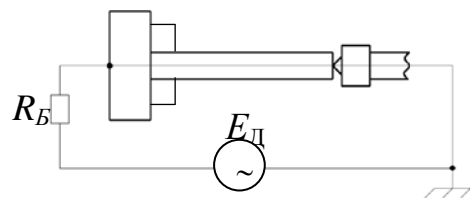
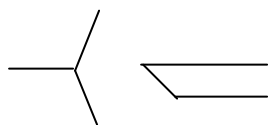


Схема підключення деталі



Розташування кулачків патрона по відношенню до відчутника

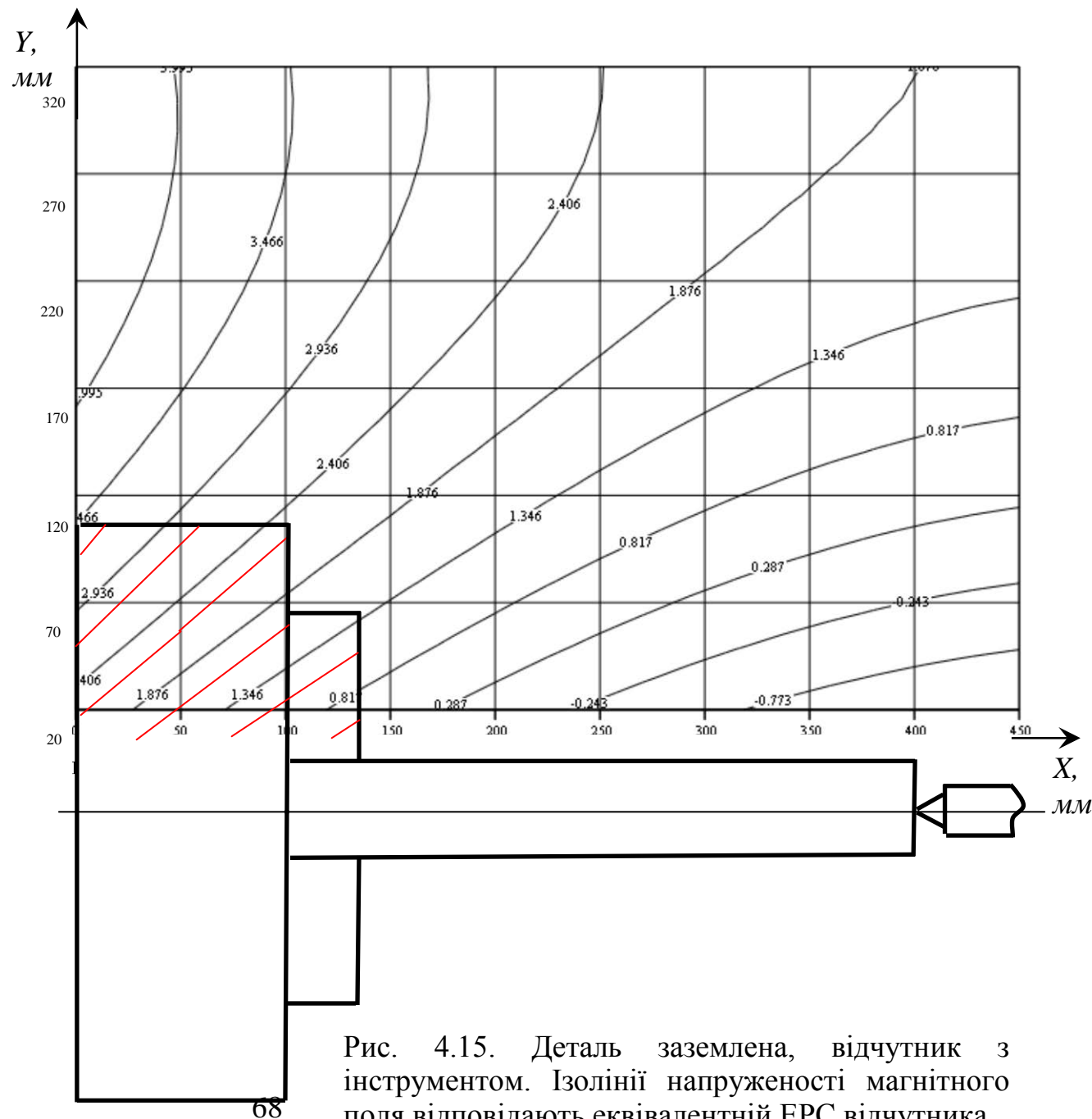


Рис. 4.15. Деталь заземлена, відчутник з інструментом. Ізолінії напруженості магнітного поля відповідають еквівалентній ЕРС відчутника

Поле силової взаємодії у щілині характеризується тим фактом, що в середині щілини ( $x = \alpha + \Delta/2$ ), як результат сумування силової взаємодії ОВ та ЧЕ, його потужність або у два рази більша за потужність, яку утворює ОВ чи ЧЕ на цій координаті, або у два рази менша. Підсумована потужність, хоч і утворює достатній перепад величин у фізичній функції, не має достатньої величини, щоб досить точно його зафіксувати за обраним фізичним законом. Це обумовлюється тим чинником, що чутники реагують на кривизну еквіпотенційних поверхонь.

Єдиними ефективними фізичними законами при цьому виявляються закони, котрі підкоряються математичній залежності  $y = f(kx)$ . Ці закони мають досить чіткий перехід, який дозволяє з великою точністю визначати координату переходу від ОВ до ЧЕ і навпаки.

Сутності при взаємодії (рис. 4.16) або без такої (рис. 4.17) утворюють навколо себе зону присутності, яка є подовженням тих законів (4.3), котрі є потужними у самій сутності. Зазвичай вони обираються з погляду мінімального опору навколишніх сутностей, щоб отримати максимальну далекодію. Використання присутності, котра не має опору, з боку навколишніх сутностей є явище абсолютного абсурду, тому що головне призначення будь-якої присутності – отримання інформації про навколишнє середовище. Якщо такого опору нема, то немає інформації про торкання. Тому у виразі (4.3) кожна з властивостей сутності розглядалась, як присутність  $F_i(x)$ , котра продукується цим законом, і може бути позначена, як  $F_i(\Delta)$ , а блок рівнянь, котрі описують присутності:

$$\left\{ \begin{array}{l} F_1(\Delta) = f_1(\Delta) \\ F_2(\Delta) = f_2(\Delta) \\ \dots\dots\dots \\ F_i(\Delta) = f_i(\Delta) \\ \dots\dots\dots \\ F_n(\Delta) = f_n(\Delta) \end{array} \right. \quad (4.10)$$

Кожна з сутностей утворює максимальну потужність на межі своїх можливостей по кожному з законів у навколишньому просторі. З огляду на займаєний простір це є геометрична характеристика силових ліній кожного з законів.

Умовою визначення розмірів цих зон присутностей є перехід від потужності одної сутності до іншої. Користуючись виразом (3.1) є можливість отримати геометричну залежність розподілу меж присутності у наступному вигляді:

$$\frac{\Delta_1^{b-1}}{\Delta_2^{b-1}} = \frac{[П1]_{b-1}}{[П2]_{b-1}}, \text{ або } \frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \sqrt[b-1]{\frac{[П1]_{b-1}}{[П2]_{b-1}}}, \quad (4.11)$$

де  $\Delta_1, \Delta_2$  відповідні відстані відсутностей  $\{C1\}, \{C2\}$ , де утворювана ними силова присутність  $[П1]_{b-1}, [П2]_{b-1}$  є рівними.

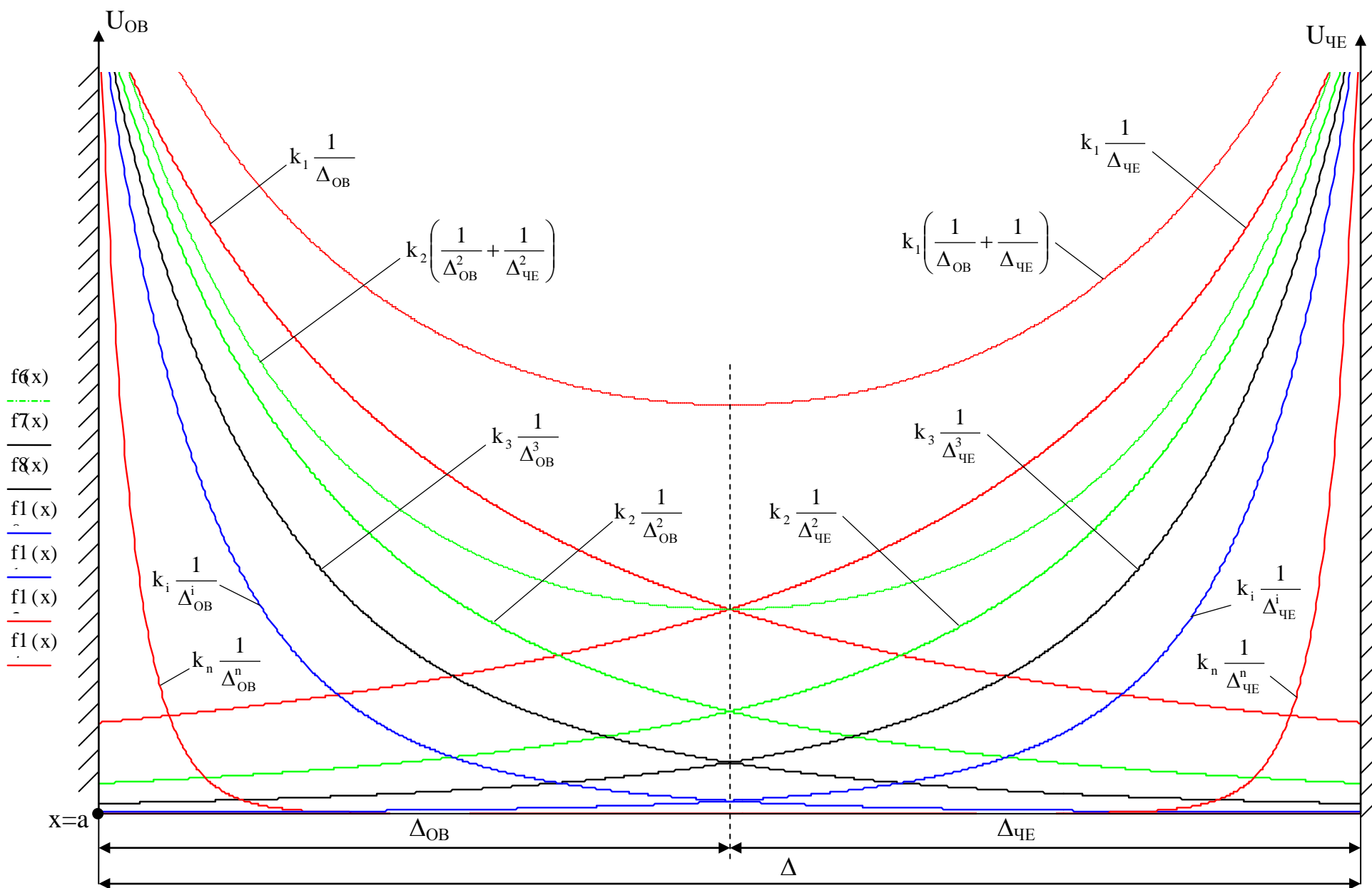


Рис. 4.16 Зміна потужності елементарних фізичних законів OB та ЧЕ. ( $\Delta = \Delta_{OB} + \Delta_{ЧЕ}$ )

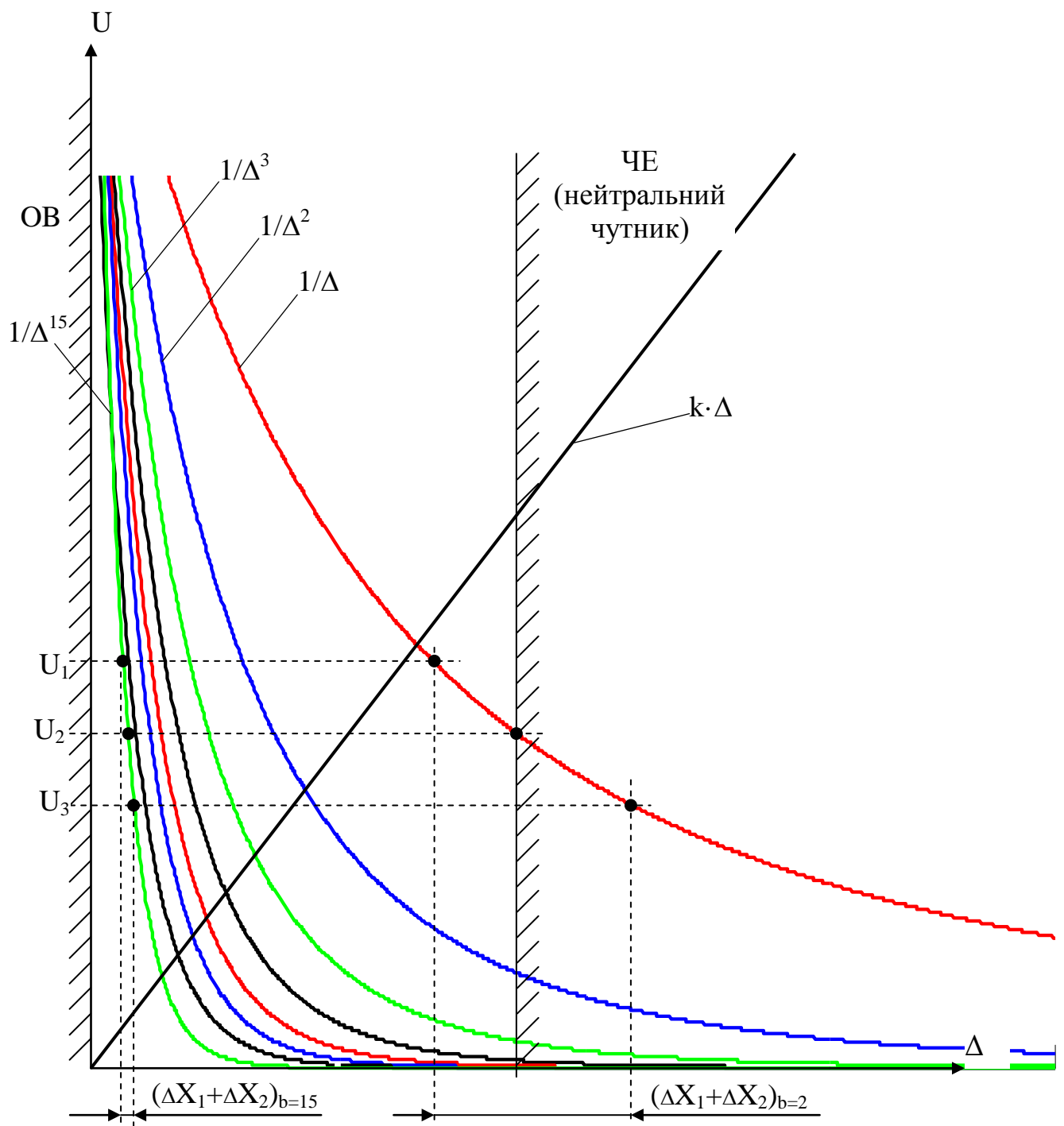


Рис. 4.17 Зміна потужності дії елементарних фізичних законів при взаємодії  $OV$  з нейтральним тілом  $ЧЕ$ , де:  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  – відповідно рівні реєстрації “торкання”, “торкання-неторкання” та “неторкання”

Відстані  $\Delta_1, \Delta_2$  повинні задовольняти умові:

$$\Delta = \Delta_1 \cos \alpha_1 + \Delta_2 \cos \alpha_2, \quad (4.12)$$

де  $\alpha_1, \alpha_2$  - кути бачення точки межі з відповідних сутностей, відносно мінімальної щілини  $\Delta$ .

Відтак є можливість визначити межі по кожній з сутностей за потужністю утворюваних ними присутностей:

$$\begin{cases} \Delta_1^1 [\Pi 2]_1 = \Delta_2^1 [\Pi 1]_1 \\ \Delta_1^2 [\Pi 2]_2 = \Delta_2^2 [\Pi 1]_2 \\ \dots\dots\dots \\ \Delta_1^i [\Pi 2]_i = \Delta_2^i [\Pi 1]_i \\ \dots\dots\dots \\ \Delta_1^{b-1} [\Pi 2]_{b-1} = \Delta_2^{b-1} [\Pi 1]_{b-1} \end{cases} \quad (4.13)$$

Утворюючи такі межі, сутність має можливість контролювати своє розташування у просторі, займаючи його таким чином, щоб енергія, яка необхідна для утримання цієї межі, була мінімальною. Тут вірним прикладом може бути посуд, до якого насипано кульки різного діаметру. Початковий рівень кульок у посуді буде досить високим, але, якщо його (посуд) трохи потрясти, загальний рівень помітно знижується, а більші за розміром та вагою кульки опиняються на поверхні. Водночас маленькі та легкі, які повинні були б бути на поверхні, опиняються на дні. До речі, якщо цей посуд з кульками не трясти, то результат буде той же самий, але час, який витрачається на цей процес, буде значно довший. Згадайте технологію виготовлення порцеляни у давньому Китаї, тобто рух меж присутностей є властивість сутності.

Оскільки будь-який чутник має межу чутливості, навіть ідеальний, то його реакція на роз'єднання ОВ та ЧЕ буде залежати від величини сигналу у координаті  $x = \alpha + \Delta/2$  за обраним фізичним законом, який, у свою чергу, залежить від ступеня  $b$  при функціональній залежності  $1/\Delta^{b-1}$ . Чим більше значення  $b$ , тим більш чутливим є елементарний фізичний закон, який реагує на роз'єднання або з'єднання ОВ та ЧЕ.

Отже розмір похибки у визначенні координати повністю визначається межею чутливості чутника та ступеню  $b$  в обраному елементарному фізичному законі. За конкретно обраним фізичним законом розмір похибки визначення координати перетину завжди буде мати додатковий характер і дорівнювати  $+\Delta/2$ . Якщо не враховувати межу чутливості чутника, тоді координата площини перетину визначиться як  $x = \alpha$ .

Якщо вводиться поняття ідеалізованого чутника з рівнем чутливості  $U_2$  до кожного з елементарних фізичних законів  $F_{b-1}(\Delta)$ , при якому він фіксує наявність торкання між ОВ та ЧЕ, не створюючи при цьому нові закони (рис.4.15). У такому випадку похибка визначення координати площини скорочується більш ніж у два рази.



Окрім того, реєструючи торкання поступово за кожним з елементарних фізичних законів, є можливість значного підвищення точності винайдення координати перерізу. До того ж, чим вища ступінь закону (за виглядом  $1/X^n$ ), тим більша точність отримання координати торкання.

При такому підході до реєстрації процесу торкання є можливість зауважити наступне (рис. 3.9):

- реєстрація торкання у координаті А не є стабільна з тої умови, що навіть коли виконується рівність  $F_{b-1}(\Delta) = U_2$ , система торкання не може однозначно його ідентифікувати як сигнал торкання, тому що переривчастий сигнал торкання потребує перевірки за своєю амплітудою та часом;
- для отримання стабільного сигналу торкання ЧЕ необхідно скоротити відстань до ОВ на розмір  $\Delta X_1$ , на що витрачається час;
- для отримання стабільного сигналу відсутності торкання необхідно збільшити відстань до ОВ на розмір  $\Delta X_2$ , на що витрачається час;
- тангенси кутів  $\alpha$  та  $\beta$  – нахилу функції  $F_{b-1}(\Delta)$  у координатах А та С відповідно дорівнюють:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{F_{b-1}(B) - F_{b-1}(A)}{\Delta X_1} = \frac{U_1 - U_2}{\Delta X_1} = [F_{b-1}(A)]' \\ \operatorname{tg} \beta &= \frac{F_{b-1}(A) - F_{b-1}(C)}{\Delta X_2} = \frac{U_2 - U_3}{\Delta X_2} = [F_{b-1}(C)]' \end{aligned} \quad (4.14)$$

або в силу специфіки поведінки функцій типу  $1/X^n$

$$\operatorname{tg} \alpha = K_{b-1} \cdot \frac{1-b}{(\Delta_{b-1})^b}; \quad \operatorname{tg} \beta = K_{b-1} \cdot \frac{1-b}{(\Delta_{b-1} + \Delta X_2)^b} \quad (4.15)$$

- для подолання відстані  $\Delta X_1$  та  $\Delta X_2$  необхідно витратити час, необхідний не тільки для перевірки “торкання” та “неторкання”, а і для прийняття рішення про зупинку ЧЕ та його гальмування, тобто:

- $(T + T_{\text{гр}})$  - для сигналу “торкання” ОВ та ЧЕ, і
- $(\bar{T} + T_{\text{гр}})$  - для сигналу “неторкання” ОВ та ЧЕ.

Час для визначення торкання  $T$  утворюється через час, необхідний для визначення торкання  $t_T$ , та час прийняття рішення про гальмування  $t_{pT}$ .

Час для визначення рішення “не торкання” утворюється з суми часу, необхідного для визначення “не торкання”  $t_{\bar{T}}$  та часу, необхідного для прийняття рішення про гальмування  $t_{p\bar{T}}$ .

Час  $T_{\text{гр}}$  є часом гальмування та розгону чутливого елемента.

З четвертого пункту попередньо сказаного слідує важливий висновок, що для чутників, побудованих на засадах законів, котрі підкоряються умовам функції вигляду  $y = f(1/X^n)$ , завжди виконується нерівність:

$$T < \bar{T}. \quad (4.16)$$

Рівність  $T = \bar{T}$  виконується тільки на умовах функціональної залежності вигляду  $y = f(kx)$ . Відстань  $\Delta X_1$ , яка необхідна для надійної фіксації торкання, повинна задовольняти умові:

$$\Delta X_1 > \frac{U_1 - U_2}{k_{b-1}} \cdot \frac{(\Delta_{b-1})^b}{1-b}. \quad (4.17)$$

Відстань  $\Delta X_2$ , яка необхідна для надійного визначення відсутності торкання:

$$\Delta X_2 > \Delta X_1. \quad (4.18)$$

Отже загальна невизначеність (похибка) координати торкання  $\Delta_{b-1}$  становить не менш, як  $\Delta X_1 + \Delta X_2$ , і є залежною від ступеню обраної фізичної функції та рівня надійного спрацювання чутника -  $U_1$ .

Досі розглядання торкання йшло з тієї умови, що ЧЕ є нейтральним і ніяк не взаємодіє з полем присутності та самою сутністю.

Похибка у визначенні координати торкання  $\Delta X_1 + \Delta X_2$  розглядалась, як пороги чутливості до торкання з метою прийняття рішення. У виразах (4.14) та (4.15) є очевидним, що розміри цієї похибки цілком залежні від розміру кутів  $\alpha$  та  $\beta$  нахилу функції присутності, тобто:

$$\begin{cases} \lim_{\alpha \rightarrow 0} (\Delta X_1 + \Delta X_2) = \infty \\ \lim_{\beta \rightarrow 0} (\Delta X_1 + \Delta X_2) = \infty \end{cases} \quad (4.19)$$

Звідсіля є можливість стверджувати, що з зменшенням кутів  $\alpha$  та  $\beta$  межа невизначення координати торкання втрачає будь-який глузд, за будь-яких рівней чутливості  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$ . Фактично така невизначеність виникає ще раніш, коли рівень присутності по її координатах зрівнюється з загальним шумовим тлом по обраному фізичному закону.

Зі сказаного у попередньому розділі випливає дуже важливе поняття при взаємодії ОВ та ЧЕ на різних відстанях. Якщо звернути увагу на відстань, на якій достатньо впевнено може реєструватись взаємодія ОВ та ЧЕ, то необхідно зауважити, що найбільш далекодіючими є елементарні фізичні закони, які підкоряються математичним залежностям  $1/X$  та  $1/X^2$ . Такі закони взаємодії мають можливість утворювати необхідну потужність для чутника на досить великій відстані завдяки невеликому зменшенню потужності в залежності від відстані (особливо функції типу  $1/X$ ). За таких умов є можливість утворювати сигнал про розміри щілини ще задовго до торкання сутностей та відповідно керувати швидкістю зближення необхідного гальмування, тобто утворити сигнал "присутності". Наявність такого сигналу значно полегшує життєдіяльність сутності, скорочуючи час, необхідний для визначення торкання, та підвищуючи точність. Підвищення точності відбувається тим, що сутність торкається сутності на значно меншій швидкості, ніж це було би без сигналу, тим не менш, маючи значно вищу швидкість наближення до гальмування.

Наявність досить високих значень  $\Delta X_1$  та  $\Delta X_2$  для таких законів за рахунок похилих характеристик (рис. 4.18) не є великою завадою у роботі, оскільки закон зменшення швидкості гарантовано обирається з розрахунку отримання

сталої повітряної щілини та спрацювання наступного закону для отримання сигналу торкання.

Розмір щілини та похибки, котрі визначають координату початку гальмування, матимуть наступний вигляд:

$$\begin{aligned} \text{при } b=2 \quad \left\{ \begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{k_1}{U_2}; \\ (\Delta X_1)_1 &= \frac{k_1}{U_2} - \frac{k_1}{U_1}; \\ (\Delta X_2)_1 &= \frac{k_1}{U_3} - \frac{k_1}{U_2}; \\ (\Delta X_1 + \Delta X_2)_1 &= k_1 \left( \frac{1}{U_3} - \frac{1}{U_1} \right) \end{aligned} \right. \quad (4.19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{при } b=3 \quad \left\{ \begin{aligned} \Delta_2 &= \sqrt{\frac{k_2}{U_2}}; \\ (\Delta X_1)_2 &= \sqrt{\frac{k_2}{U_2}} - \sqrt{\frac{k_2}{U_1}}; \\ (\Delta X_2)_2 &= \sqrt{\frac{k_2}{U_3}} - \sqrt{\frac{k_2}{U_2}}; \\ (\Delta X_1 + \Delta X_2)_2 &= \sqrt{\frac{k_2}{U_3}} - \sqrt{\frac{k_2}{U_1}} \end{aligned} \right. \quad (2.20) \end{aligned}$$

Прирівнюючи вираз для елементарної фізичної функції (4.7) рівням спрацювання чутника ( $U_1, U_2, U_3$ ) (4.15, 4.16) і вирішуючи його відносно  $\Delta, \Delta X_1, \Delta X_2$  отримуються наступні залежності:

$$\begin{aligned} \Delta_{b-1} &= {}^{b-1}\sqrt{\frac{k_{b-1}}{U_2}}; \\ (\Delta X_1)_{b-1} &= {}^{b-1}\sqrt{\frac{k_{b-1}}{U_2}} - {}^{b-1}\sqrt{\frac{k_{b-1}}{U_1}}; \\ (\Delta X_2)_{b-1} &= {}^{b-1}\sqrt{\frac{k_{b-1}}{U_3}} - {}^{b-1}\sqrt{\frac{k_{b-1}}{U_2}}; \\ (\Delta X_1 + \Delta X_2)_{b-1} &= {}^{b-1}\sqrt{k_{b-1}} \left( \frac{1}{{}^{b-1}\sqrt{U_3}} - \frac{1}{{}^{b-1}\sqrt{U_1}} \right) \end{aligned} \quad (4.21)$$

З цих залежностей слідує три основні методи визначення (та зменшення) похибок у визначенні розмірів щілини  $\Delta$ .

Перший метод полягає у ступеневій зміні елементарного фізичного закону. При такій зміні ступінь закону зростає, і, як наслідок, відбувається зменшення похибок  $\Delta X_1$ ,  $\Delta X_2$  та  $\Delta X_1 + \Delta X_2$  згідно (4.22) (рис. 3.9).

При можливості досягнення за цим методом надвисоких точностей визначення плинного значення щілини  $\Delta$  існує досі нерозв'язана проблема полівідчутника, який реагував би на декілька елементарних фізичних законів.

Другий метод полягає в тому, що використовується один з елементарних фізичних законів з моночутником (4.20, 4.21), але з плинними рівнями спрацювання ( $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$ ) (рис. 3.9). Така система торкання дає можливість на відміну від попереднього методу керувати необхідною точністю процесу торкання, яка може досягати перепаду у декілька ступенів ( $10^{-7} \div 10^{-1}$  м).

Як наслідок з двох попередніх методів утворюється третій (комбінований), який полягає в тому, що є дуальний чутник, який спрацьовує на два елементарні фізичні закони, які мають досить велику різницю у своїх ступенях  $b$ . У такому випадку об'єднуються найкращі якості двох попередніх методів. Для цього за законом з меншим значенням ступеня  $b$  приблизно визначається розмір щілини  $\Delta$ , після чого по переході до другого закону (зі значно більшим значенням  $b$ ) її розмір уточнюється та відбувається процес торкання.

З огляду на практичну значущість задача знаходження координати торкання зводиться до пошуку такої функції  $F_i(x)$ , притаманної об'єктам ОВ та ЧЕ, яка б задовольняла умовам отримання необхідної точності.

## РОЗДІЛ 5

### КІНЕМАТИКА ТОНТОР

У попередніх розділах вже згадувалось, що будь-який процес торкання супроводжується рухом об'єктів, але не розглядалося питання: «Яким саме чином об'єкти власним рухом створюють факт фізичного торкання?» Авже для того, щоб створити подібну фізичну дію, їй (АС) повинен передувати рух наближення і, як наслідок, відповідний рух у безпосередній близькості до поверхні. Тобто існує теза того, що ЧЕ, як на відстані від ОВ, так і у безпосередньому наближенні до його поверхні, повинен відпрацьовувати не тільки специфічні рухи, але й закони цих рухів, які повинні бути бездоганно узгодженими із загальноприйнятими законами фізики. Якщо звернути увагу на розгляд фізичних проблем, які стосуються процесу входження у торкання, то необхідно зауважити, що у більшості випадків це стосується кінцевого процесу, коли розгортаються взаємодія фізичних законів, притаманних ОВ та ЧЕ. Тим не менш процес кінематичного руху ОВ та ЧЕ більш складний, ніж це здається з першого погляду. Основною тезою тут є те, що попередній рух у просторі відбувається у два основних етапа, а саме:

- Пошук об'єкта, визначення відстані до нього та вироблення відповідного рішення про входження у торкання;
- Сам процес торкання та визначення координати ОВ.

Так, наприклад, процес безпосередньої реєстрації торкання ОВ та ЧЕ у сучасній технології відбувається за самим фактом наявності торкання без попередньої обробки інформації щодо наближення. Зустрічаються лише поодинокі випадки застосування примітивних систем контролю наближення об'єктів один до одного. Оскільки це не задовольняло технологічні потреби техніки з погляду точності та надійності, то був вироблений обхідний шлях. Сутність його полягала у тому, щоб пом'якшити жорсткий контакт об'єктів, котрий призведе до руйнування ОВ та ЧЕ. Оскільки основною метою торкання є визначення координати ОВ за даними про момент торкання, то, як наслідок, була пом'якшена система кріплення ЧЕ настільки, наскільки це було можливе, щоб не завдавати шкоди, головним чином, ОВ. Поверхня тіл торкання у цьому випадку зберігалась досить надійно, але система отримувала вади.

Сутність першої вади полягала в тому, що системи, які побудовані на поступально зворотному русі, при порушенні рівноваги з недостатньою точністю повертаються у попередню позицію. Як наслідок виникають неточне відновлення свого розташування у просторі та неточна реєстрація моменту торкання і координати. Другою вадою цих систем є неможливість використання для руйнації ОВ у необхідних розмірах. Тобто це системи однозначного призначення. Єдиний їх якісний показник - це гнучкість системи. Всі ці системи при цьому мають посередню швидкодію, залежну від швидкості руху і невелику точність у відтворенні координати. Працюють вони з "перебігом" координати, тобто, отримуючи сигнал торкання, повертаються назад і потім вже на

невеликій швидкості знов рухаються у бік об'єкту таким чином, щоб отримати максимальну точність визначення координати.

У цьому випадку дуже добре видно, як реалізуються два вищезначені пункти. Користуючись можливостями створення м'якої підвіски у приладі створюють можливість імітації зони присутності з наступним кроком вимірювання на наднизьких швидкостях руху.

Підвищення точності визначення моменту торкання відбувається різким зниженням швидкості при умові постійного часу аналізу на “торкання” та часу прийняття рішення.

### 5.1 Засади руйнівного та неруйнівного торкання сутностей

Існує кілька основних варіантів входження об'єктів у торкання і, як наслідок, вони мають різні можливості з точності. Надалі вони розглядаються згідно їхніх можливостей. Усі інші є похідними від них і використовуються сутностями в залежності від конкретно вирішуємої задачі.

Введення умову, що ОВ та ЧЕ є умовно нетвердими тілами в залежності від обставин і їх руйнації є суто уявні. Цього принципу будемо дотримуватися і надалі, поки не розглядатимуться руйнівні процеси, які супроводжують процес торкання.

Задля спрощення математичних виразів приймемо наступні означення:

$V_p$  - максимально можлива швидкість ЧЕ при торканні;

$L_{гр}$  - максимальний шлях, який проходить рухоме тіло при гальмівно-розгонних процесах за швидкості  $V_p$ ;

$T_{гр} = \frac{L_{гр}}{V_p}$  - час, необхідний для гальмування або розгону рухомого тіла від  $V_p$

до нуля, або навпаки;

$T = t_T + t_{гТ}$  - час, необхідний для визначення моменту початку гальмування у межах нерухомого тіла;

$\overline{T} = t_{\overline{T}} + t_{г\overline{T}}$  - час, необхідний для визначення моменту початку гальмування за межами нерухомого тіла;

$k_n$  - коефіцієнт мінімальної швидкості відносно  $V_p$  у межевому циклі;

$k_i$  - коефіцієнт швидкості у межах входу та виходу з торкання.

Якщо ЧЕ рухається до поверхні ОВ з швидкістю  $V_p$ , і між ними виникає торкання, то є необхідність зупинки рухомого тіла. Але це можливо при виконанні наступних умов:

- по-перше, необхідно визначити, чи дійсно це торкання. Для цього необхідний час  $t_T$ , за який система повинна визначити дійсність торкання;

- по-друге, є необхідним час  $t_{гТ}$  для прийняття рішення про подальші дії. Якщо існує рішення про зупинку ЧЕ, його треба довести до рушійної системи;

- по-третє, рушійна система, отримавши команду про зупинку, повинна її відпрацювати, на це теж потрібен час для гальмування  $T_{гр}$ .

Якщо вхідна швидкість була  $V_p$ , а  $V(t)$  є функцією швидкості при гальмуванні, то у підсумку отримуємо глибину занурення ЧЕ у ОВ, або глибину (уявної або реальної) руйнації -  $L_p$ :

$$L_p = L_T + L_{Tp}, \quad (5.1)$$

де  $L_{Tp} = \int_0^{t_{Tp}} V(t) dt$  - розмір шляху до зупинки ЧЕ після отримання сигналу зупинки (розгін-гальмування);

$L_T = V_p(t_T + t_{pT})$  - розмір шляху, який проходить ЧЕ до прийняття рішення про зупинку, звідкіля:

$$L_p = l_T + l_{pT}, \quad (5.2)$$

де  $l_T$  - шлях, який проходить ЧЕ для визначення торкання;

$l_{pT}$  - шлях, який проходить ЧЕ, поки приймається рішення про зупинку.

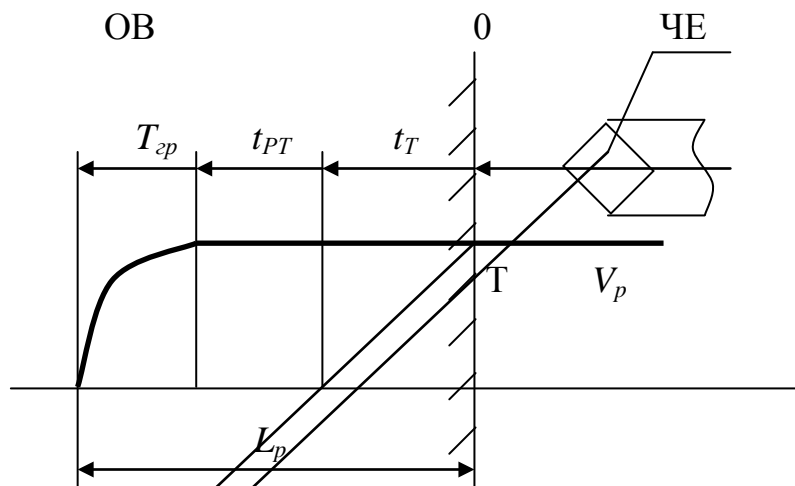


Рис. 5.1 Діаграма можливої глибини руйнації ОВ та її складових

Користуючись законами збереження енергії [6] маємо можливість отримати наступну залежність між роботою та енергією в системі руху:

$$mal = mV^2 / 2. \quad (5.3)$$

де  $m$  - маса ЧЕ;

$a$  - прискорення ЧЕ;

$l$  - шлях, необхідний для гальмування або розгону;

$V$  - швидкість ЧЕ при початку гальмування або розгону.

Як видно з (5.3) кінетична енергія є парною функцією, тобто незалежно від напрямку руху ЧЕ відносно системи координат вона завжди буде додатною. Як наслідок функції розгону та гальмування матимуть однаковий вигляд при збереженні початкових умов. З виразу (5.3) за простих перетворень можна отримати функцію залежності плинної швидкості від шляху гальмування (або розгону):

$$V_{Tp}(l) = \sqrt{2al_{Tp}}. \quad (5.4)$$

У такому вигляді функція  $V(l)$  (5.4) вкрай незручна при використанні. Тому приведемо її до більш зручного вигляду:

$$V^2 = 2al. \quad (5.5)$$

Відповідно час, необхідний для гальмування або розгону на відстані  $l$ :

$$t = \frac{l}{\sqrt{2al}}.$$

Оскільки функція розгону  $f_p(t)$  та гальмування  $f_r(t)$  однакові, тобто  $f_p(t) = f_r(t) = V(t)$  і виконується для всіх значень  $V_i$ , то існує мірило переходу від швидкості  $V_i$ , часу  $t_i$  та шляху  $L_{гр}$  до іншого. Тобто  $V_i = k_i V_p$  та  $t_i = k_i T_{гр}$ , де коефіцієнт  $k_i$  приймає значення:  $1 = k_1 > k_2 > k_3 > \dots > k_i > \dots > k_n > 0$ . Ця умова для  $l_i$  частки шляху записується, як:

$$k_{l_i} \cdot L_{гр} = k_i^2 \int_0^{T_{гр}} V(t) dt = k_i^2 \cdot L_{гр}, \quad (5.6)$$

звідкіля слідує, що існує загальний коефіцієнт  $k_i$  для шляху та часу, тобто:

$$l_{гpi} = k_i^2 \cdot L_{гр} = \frac{k_i^2}{2} \cdot V_p \cdot T_{гр} = \frac{k_i}{\sqrt{2}} \cdot V_p \cdot \frac{k_i}{\sqrt{2}} \cdot T_{гр}. \quad (5.7)$$

При побудові діаграм входу та виходу з торкання будемо дотримуватися наступних принципів:

- по горизонтальній осі відкладається шлях, який проходить ЧЕ. Вправо від початку координат відхід, вліво заглиблення ЧЕ у тіло ОБ;
  - по вертикалі вверх швидкість входження в торкання, вниз швидкість виходу з торкання;
  - час, необхідний на аналіз  $t_T$ ,  $t_{\bar{T}}$  та прийняття рішення позначається радіальною лінією з початком у центрі координат.
- Наразі розглянемо процес торкання за уявної руйнації ОБ.

## 5.2 Класичні способи торкання ОБ та ЧЕ

Розглянемо, як відбуваються процеси торкання при відсутності руйнації нерухомого та рухомого тіл, тобто якщо руйнації є суто уявні.

Всі різновиди торкань утворюються на засаді трьох основних простих способів. На цих трьох простих способах будуються усі інші різновиди торкання. Всі ці способи являють собою рух ЧЕ з одним торканням і одним виходом з торкання. Відрізняються вони один від одного складністю процесу входу та виходу в залежності від зміни швидкості руху ЧЕ у прямому та протилежному напрямках. Окремо від цих трьох способів є, так зване, кінцеве або межеве коло торкання. Одразу введемо умову, що всі варіанти руху є стійкими згідно з усіма критеріями стійкості керованих систем.

Найпростішим способом торкання є спосіб, при якому швидкість руху ЧЕ  $k_i V_p$  на вході і виході з торкання зберігаються сталими [19]. Змінюється лише напрямок руху після його реверсу. Діаграма зміни руху (подальша назва - симетричне торкання) ЧЕ наведена на рис. 5.2. При такому торканні ЧЕ з



швидкістю  $k_i V_p$  входить у торкання з ОВ. Після визначення дійсності торкання ЧЕ за час  $-t_T$  та прийняття рішення про гальмування  $-t_{p\bar{T}}$  починає гальмувати свій рух. На це потрібен час  $-k_i T_{гр}$  та відстань  $-k_i^2 \cdot L_{гр}$ . Об'єкт зупиняється в уявній позиції  $l_1^-$  і знову набирає швидкість, але у протилежному напрямку. За час  $k_i T_{гр}$  та відстань  $k_i^2 \cdot L_{гр}$  ЧЕ матиме швидкість  $k_i V_p$ . На цій швидкості ( $k_i V_p$ ) ЧЕ залишає межі ОВ. За час  $-t_{\bar{T}}$  визначається відсутність торкання, а за час  $-t_{p\bar{T}}$  приймається рішення про подальші дії, тобто цикл торкання закінчився.

Оскільки в торканні найважливішими показниками є шлях та час, то ці величини отримуємо у наступному вигляді (швидкість руху  $k_i V_p$  є заданою величиною у всіх способах торкання):

$$\begin{cases} L_{\Sigma 1} = k_i^2 L_{гр} + (k_i T + \bar{T}) V_p \\ T_{\Sigma 1} = 2 \left( \frac{k_i}{\sqrt{2}} T_{гр} + T \right) + \bar{T} \end{cases} \quad (5.8)$$

Час виходу -  $t_{св} = T$  при умові, що  $V_p$ , вектор напрямку руху, розташований по нормалі до поверхні ОВ. Надалі ця умова зберігається для всіх способів.

Похибка, або корегуюча відстань, при такому торканні може визначатись відстанями в залежності від моменту фіксації торкання:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{T1} &= -k_i V_p \cdot t_T, && \text{при } t_T \\ \Delta_{T1} &= -k_i V_p \cdot (T + k_i T_{гр} / 2^{0.5}), && \text{при } T + T_{гр} \\ \Delta_{T1} &= k_i V_p \cdot t_{\bar{T}}, && \text{при } t_{\bar{T}} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

Перші дві похибки від'ємні, тому що реальна координата розташування ЧЕ випереджає координату поверхні ОВ, оскільки це є зустрічний рух. Третя похибка має додатковий характер, оскільки відбувається зміна фронту фіксації вхід-вихід сигналу на вихід-вхід, і оцінка виходу з торкання відбувається за заднім фронтом сигналу (торкання-торкання).

Розглядаючи цей спосіб входження у торкання необхідно звернути увагу на те, де саме він застосовується. Спостереження за природними явищами та їх аналіз вказує на те, що такий спосіб використовується потужними АС при входженні у короткочасний інформаційний контакт з іншою, від якої не очікувалося потужної протидії. Тобто це є типова ситуація недооцінки характеристик об'єкту. Використовується цей спосіб також у тому випадку, коли ЧЕ, входячи у межі зони присутності ОВ, ідентифікує його дії, як вкрай агресивні та ворожі. Як наслідок, є необхідність виходу із зони присутності на максимальній швидкості та на максимальну відстань. Трапляється це, коли ЧЕ, не очікуючи небезпеки, рухається з максимальною швидкістю. Дуже характерним цей спосіб є для дотичних траєкторій відносно до зони присутності.

Схема другого способу первинного торкання відображено на діаграмі (рис.5.3). У цей спосіб торкання тіло (ЧЕ) на швидкості  $k_i V_p$  входить у торкання

з ОВ, але вихід з торкання відбувається на меншій швидкості –  $k_1 V_p$ , де  $k_1$  – коефіцієнт зниження швидкості. Цей коефіцієнт не може бути більшим за одиницю, але й не меншим за  $k_n$  (коефіцієнт межової швидкості). Цей первинний спосіб торкання є досить розповсюджений у природному середовищі і може бути названим – торканням з відтяжкою. Сутність його полягає в тому, що координата поверхні визначається не по входу у торкання, а по виходу з нього. Довжина шляху у цьому випадку:

$$L_{\Sigma 2} = k_i V_p T + \frac{k_i^2}{2} L_{tp} + \frac{k_1^2}{2} L_{tp} + k_1 V_p t_{cv} + k_1 \bar{T} V_p . \quad (5.10)$$

Невідомий час виходу -  $t_{cv}$  обчислюється з тієї умови, що відстань  $l_l^-$  однакова як для входу так і для виходу з торкання, тобто:

$$t_{cv} = \frac{1}{k_1 V_p} \left( k_i V_p T + \frac{k_i^2}{2} L_{tp} - \frac{k_1^2}{2} L_{tp} \right). \quad (5.11)$$

Час, необхідний для цього виду торкання:

$$T_{\Sigma 2} = T + \frac{k_i}{\sqrt{2}} T_{tp} + \frac{k_1}{\sqrt{2}} T_{tp} + t_{cv} + \bar{T}. \quad (5.12)$$

Після підстановки значення  $t_{cv}$  (5.11) у рівняння шляху (5.10) остаточне рішення:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 2} = k_i V_p (2T + \bar{T}) + k_i^2 L_{tp} \\ T_{\Sigma 2} = T(k_i + k_1) + 0,5 \cdot T_{tp} (k_i^2 + \sqrt{2} \cdot k_1 + k_1^2) + \bar{T} \end{cases} \quad (5.13)$$

при  $1 \gg k_i > k_n$

Похибки по координаті визначення поверхні при цьому способі мають наступний опис:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{T2} &= -k_i V_p t_T && \text{– вхід по часу } t_T; \\ \Delta_{T2} &= -k_i V_p (T + T_{tp}) && \text{– вхід по часу } T + T_{tp}; \\ \Delta_{T2} &= k_1 V_p t_{\bar{T}} && \text{– вихід по часу } t_{\bar{T}}. \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

Звідкіля видно, що похибка визначення координти за виходом менша за вхідну у  $k_1$  - разів, тобто поставлену мету досягнуто.

Такий спосіб торкання є досить розповсюджений у природі. Відтяжне торкання найчастіше використовується у тих випадках, коли ЧЕ, усвідомлюючи свою потужність, діє само по собі агресивно, не вважаючи ОВ за якусь загрозу для себе, і використовує малшвидкісний відхід (час на відхід) для вивчення параметрів нерухомого тіла. Зазвичай за такими рухами є приховане приготування до явно агресивних дій відносно ОВ.



Третій спосіб торкання з відскоком є зворотнім до попереднього, але не дивлячись на схожість, є більш складним. Складність його полягає в тому, що він має більш складні обмеження по швидкості, ніж попередній. Такі складнощі виникають з тієї причини, що координата виходу на швидкість  $V_p$  по виході ЧЕ з ОВ має невизначеність у межах  $\pm 1/2 \cdot V_p \cdot \bar{T}$ . Тобто швидкість  $k_i V_p$  має мінімальну і максимальну величини (рис. 5.4) по входженню. Максимальна швидкість входу у торкання буде та, котра при виході з ОВ матиме значення  $V_p$ . Мінімальна швидкість буде та сама швидкість  $V_p$ , але з виходом на координату  $k_{32} V_p \cdot \bar{T}$ . Інші варіанти не є оптимальними.

Для отримання умов максимальної швидкості  $k_i V_p$  необхідно виконання наступних умов для шляху й часу:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 31} = k_{31} V_p T + \frac{L_{tp}}{2} (k_{31}^2 + k_i^2) + k_i V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 31} = T + \bar{T} + \frac{T_{tp}}{\sqrt{2}} (k_{31} + k_i) \end{cases} \quad (5.15)$$

Коефіцієнт  $k_{31}$  знаходимо з умов, що шлях входу  $l_{1max}^-$  дорівнює шляху виходу, тобто:

$$k_{31} V_p T + \frac{k_{31}^2}{2} L_{tp} = \frac{k_i^2}{2} L_{tp}. \quad (5.16)$$

Вирішуючи це рівняння відносно  $k_{31}$ , отримаємо вираз для  $k_{31}$  через величину пройденного шляху:

$$k_{31} = -\frac{L}{L_{tp}} \left( V_p T - \sqrt{V_p^2 T^2 + k_i^2 L_{tp}^2} \right). \quad (5.17)$$

Скорочуючи (5.16) на  $V_p$ , отримуємо значення  $k_{31}$  у величинах часу, тобто:

$$k_{31} = -\frac{2}{T_{tp}} \left( T - \frac{1}{2} \sqrt{4T^2 + k_i^2 T_{tp}^2} \right). \quad (5.18)$$

Це є критичне значення  $k_{31}$  (5.17, 5.18) по відношенню до  $k_i$ .

Якщо не витримуються умови до критичного значення  $k_{31}$ , тобто  $k_{31}^+ > k_{31}$ , то рівняння (5.16) отримує додатковий член у вигляді  $V_p t_{свТ}$  – це є шлях, котрий треба здолати ЧЕ до виходу з ОВ з швидкістю  $k_i V_p$ . У такому випадку рівняння шляху (вхід-вихід) набуває наступного вигляду:

$$k_{31}^+ V_p T + \frac{(k_{31}^+)^2}{2} L_{tp} = \frac{k_i^2}{2} L_{tp} + k_i V_p t_{свТ}, \quad (5.19)$$

звідкіля слідує, що:

$$t_{свТ} = \frac{1}{k_i} \left( k_{31}^+ T + \frac{T_{tp}}{2} \left[ (k_{31}^+)^2 - k_i^2 \right] \right). \quad (5.20)$$

Умови існування  $t_{свТ}$  наступні:

$$1 \geq k_{31}^+ > -\frac{2}{T_{tp}} \left( T - \frac{1}{2} \sqrt{4T^2 + k_i^2 T_{tp}^2} \right). \quad (5.21)$$

$$\text{Межі зміни для } t_{\text{свт}}: 0 \leq t_{\text{свт}} \leq T. \quad (5.22)$$

Умови мінімальної швидкості для шляху набувають вигляду:

$$L_{\Sigma 32} = k_{32} V_p T + \frac{k_{32}^2}{2} L_{\text{гр}} + \frac{k_i^2}{2} L_{\text{гр}}. \quad (5.23)$$

Визначення коефіцієнта  $k_{32}$  отримується за рівністю шляху вхід-вихід  $l_{\text{min}}^-$ , тобто:

$$\frac{k_i^2}{2} L_{\text{гр}} = k_{32} V_p \bar{T} + k_{32} V_p T + \frac{k_{32}^2}{2} L_{\text{гр}}. \quad (5.24)$$

Звідкіля слідує, що коефіцієнт  $k_{32}$ , визначений через параметр шляху, має вигляд:

$$k_{32} = -\frac{1}{L_{\text{гр}}} \left[ V_p (\bar{T} + T) - \sqrt{V_p^2 (\bar{T} + T)^2 + k_i^2 L_{\text{гр}}^2} \right]. \quad (5.25)$$

Скорочучи рівняння (5.24) на  $V_p$ , отримується розмірність  $k_{32}$  через інтервали часу (критичне значення  $k_{32}$ ):

$$k_{32} = -\frac{2}{T_{\text{гр}}} \left[ \bar{T} + T - \frac{1}{2} \sqrt{4(\bar{T} + T)^2 + k_i^2 T_{\text{гр}}^2} \right]. \quad (5.26)$$

Якщо не витримуються умови щодо критичного значення  $k_{32}$ , тобто  $k_{32}^- < k_{32}$ , то з'являється додатковий час  $t_{\text{свт}}^-$  у виході з ОВ, тобто:

$$t_{\text{свт}}^- = T_{\text{гр}} - k_{32}^- \bar{T} - k_{32}^- T - (k_{32}^-)^2 T_{\text{гр}}; \quad (5.27)$$

або

$$t_{\text{свт}}^- = \frac{k_i}{2} T_{\text{гр}} - k_{32}^- (\bar{T} + T + T_{\text{гр}}). \quad (5.28)$$

Умови існування  $t_{\text{свт}}^-$  наступні:

$$k_n \leq k_{32}^- \leq -\frac{2}{T_{\text{гр}}} \left[ \bar{T} + T - \frac{1}{2} \sqrt{4(\bar{T} + T)^2 + k_i^2 T_{\text{гр}}^2} \right]. \quad (5.29)$$

Межі коливання  $t_{\text{свт}}^-$ :

$$0 \leq t_{\text{свт}}^- \leq T_{\text{гр}} \left( \frac{k_i}{\sqrt{2}} - k_n \right) - k_n (\bar{T} + T) \quad (5.30)$$

Для траєкторій швидкості, котрі утворюються з умов  $k_{31} > k_{\text{ср}} > k_{32}$ , де  $k_{\text{ср}}$  – коефіцієнт швидкості середньої траєкторії, з'являється додатковий шлях –  $l_\partial$ . Цей шлях необхідний для виходу з торкання.

Обчислюється цей шлях з умов пропорційності коефіцієнтів  $k_{31}$ ,  $k_{32}$  та  $k_{\text{ср}}$ :

$$l_\partial = V_p \bar{T} \left( 1 - \frac{k_{31} - k_{\text{ср}}}{k_{31} - k_{32}} \right). \quad (5.31)$$



Час  $t_\partial$ , необхідний для здолаття цього шляху, обчислюється як:

$$t_\partial = \bar{T} \left( 1 - \frac{k_{31} - k_{cp}}{k_{31} - k_{32}} \right). \quad (5.32)$$

У підсумку отримуємо залежності для максимальної швидкості:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 31} = k_{31} V_p T + \frac{L_{rp}}{2} (k_{31}^2 + k_i^2) + k_i V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 31} = T + \bar{T} + \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_{31} + k_i) \\ k_{31} = -\frac{1}{L_{rp}} \left( V_p T - \sqrt{V_p^2 T^2 + k_i^2 L_{rp}^2} \right) \\ k_{31} = -\frac{2}{T_{rp}} \left( T - \frac{1}{2} \sqrt{4T^2 + k_i^2 T_{rp}^2} \right) \end{cases}. \quad (5.33)$$

Для мінімальної швидкості:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 32} = k_{32} V_p T + \frac{k_{32}^2}{2} L_{rp} + \frac{k_i^2}{2} L_{rp} \\ T_{\Sigma 32} = T + \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_{32} + k_i) + \bar{T} \\ k_{32} = -\frac{1}{L_{rp}} \left[ V_p (\bar{T} + T) - \sqrt{V_p^2 (\bar{T} + T)^2 + 4L_{rp}^2} \right] \\ k_{32} = -\frac{2}{T_{rp}} \left[ \bar{T} + T - \frac{1}{2} \sqrt{4(\bar{T} + T)^2 + k_i^2 T_{rp}^2} \right] \end{cases}. \quad (5.34)$$

Умови вибору коефіцієнту  $k$  наступні:

$$-\frac{1}{L_{rp}} \left( V_p T - \sqrt{V_p^2 T^2 + k_i^2 L_{rp}^2} \right) \geq k \geq -\frac{1}{L_{rp}} \left[ V_p (\bar{T} + T) - \sqrt{V_p^2 (\bar{T} + T)^2 + k_i^2 L_{rp}^2} \right]. \quad (5.35)$$

Похибка в оцінці координати поверхні:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{T31} &= -k_{31} V_p t_T \\ \Delta_{T32} &= -k_{32} V_p t_T \\ \Delta_{\bar{T}31} &= -k_{31} V_p \bar{T} \\ \Delta_{\bar{T}32} &= -k_{32} V_p \bar{T} \\ \Delta_{T31} &= +k_{31} V_p T \\ \Delta_{T32} &= +k_{32} V_p T \\ \Delta_{\bar{T}31} &= +k_{31} V_p \bar{T} \\ \Delta_{\bar{T}32} &= +k_{32} V_p \bar{T} \end{aligned} \right\}. \quad (5.36)$$

Це означає, що для всіх проміжних значень швидкості похибка визначення координати залежить від варіацій коефіцієнту  $k$ . Коефіцієнт  $k$  приймає значення у межах  $k_{31}:k_{cp}:k_{32}$ .

Для проміжних значень матимемо такі залежності:

- при  $k_{31}^+$

$$\begin{cases} L_{\Sigma 31}^+ = k_{31}^+ V_p T + \frac{L_{\text{тр}}}{2} \left( \langle k_{31}^+ \rangle^2 + k_i^2 \right) + k_i V_p \bar{T} + k_i V_p t_{\text{св}T} \\ T_{\Sigma 31}^+ = T + \bar{T} + \frac{T_{\text{тр}}}{\sqrt{2}} (k_{31}^+ + k_i) + t_{\text{св}T} \end{cases}; \quad (5.37)$$

- при  $k_{31} < k_{cp} < k_{32}$

$$\begin{cases} L_{\Sigma cp} = k_{cp} V_p T + \frac{k_{cp}^2}{2} L_{\text{тр}} + \frac{k_i^2}{2} L_{\text{тр}} + l_d \\ T_{\Sigma cp} = T + \frac{T_{\text{тр}}}{\sqrt{2}} (k_{cp} + k_i) + \bar{T} + t_d \end{cases}; \quad (5.38)$$

- при  $k_{32}^-$

$$\begin{cases} L_{\Sigma 32}^- = k_{32}^- V_p T + \frac{(k_{32}^-)^2}{2} L_{\text{тр}} + \frac{k_i^2}{2} L_{\text{тр}} \\ T_{\Sigma 32}^- = T + \frac{T_{\text{тр}}}{\sqrt{2}} (k_{32}^- + k_i) + \bar{T} \end{cases}. \quad (5.39)$$

Але при  $k_{32}^-$  вихід на максимальну швидкість  $V_p$  відбувається за час  $\bar{T} + t_{\text{св}\bar{T}}$  після виходу з торкання.

Цей спосіб торкання є характерним для тих АС, які мають малу потужність і рухаються вкрай обережно. Вхід у торкання для таких сутностей відбувається вкрай обережно, але вихід відбувається на максимально можливій швидкості, на яку тільки здібна сутність. Є досить зручним способом для вивчення геометрії сутності, оскільки на своїх діях не має агресивності.

### 5.3 Межове коло торкання

Дуже велике значення у торканні має межове коло, або межовий цикл (рис.5.5). Це є найменший з усіх циклів торкання, яке може відпрацювати визначена система руху АС. Для нього є характерним те, що швидкість руху у циклі може мати тільки два значення  $k_n V_p$  та "0". Усі інші значення швидкості у цьому інтервалі система руху неспроможна відпрацювати, тому що вона не є стійкою. Закон зміни швидкості  $V(t)$  при цьому зберігається незмінним, і похибка від нього настільки незначна, що її не варто враховувати.

Шлях, який пройде ЧЕ у одному циклі:

$$L_{\Sigma n} = 2l_n^- + 2l_n^+ = 2k_n^2 L_{\text{тр}} + 2k_n V_p (T + \bar{T}). \quad (5.40)$$

Якщо кількість межових циклів –  $m$ , то:

$$Z^n(l_m) = 2m \cdot \left[ k_n^2 L_{\text{тр}} + k_n V_p (T + \bar{T}) \right]. \quad (5.41)$$

Час, що витрачається на один цикл:

$$T_{\Sigma n} = 2T + 2\bar{T} + 2\sqrt{2} k_n T_{\text{тр}}. \quad (5.42)$$



Для  $m$  – циклів:

$$Z(t_m) = 2m \cdot (T + \bar{T} + \sqrt{2}k_n T_{\text{гр}}). \quad (5.43)$$

Особистою умовою роботи у межевому циклі є те, що накладаються умови на час, витрачаємий на визначення торкання і неторкання, а також на час прийняття рішення, тобто:

$$\left. \begin{aligned} t_{pT} &\lll t_T \\ t_{p\bar{T}} &\lll t_{\bar{T}} \\ t_{pT} &\leq t_{p\bar{T}} \end{aligned} \right\}. \quad (5.44)$$

Усі ці інтервали часу є мінімальними. При цьому похибки у межевому циклі наступні:

- реєстрація координати за фактом визначення торкання (вхід);

$$\Delta_T = -k_n V_p t_T \quad (5.45 \text{ а})$$

- реєстрація координати за фактом  $k_i V_p = 0$  (вхід);

$$\Delta_T = -k_n V_p T + \frac{k_n^2 L_{\text{гр}}}{2} \quad (5.45 \text{ б})$$

- реєстрація координати за фактом відсутності торкання (вихід);

$$\Delta_{\bar{T}} = +k_n V_p t_{\bar{T}} \quad (5.45 \text{ в})$$

- реєстрація координати за фактом  $k_i V_p = 0$  (вихід).

$$\Delta_{\bar{T}} = k_n V_p t_{\bar{T}} + \frac{k_n^2 L_{\text{гр}}}{2}. \quad (5.45 \text{ г})$$

Вхід у межевий цикл може відбуватись за восьми траєкторіями швидкості. Усі інші випадки є приватними. Всі вісім траєкторій поділяються на дві групи, тобто зовнішні та внутрішні (рис. 5.5).

До зовнішніх траєкторій відносяться траєкторії, які починаються поза межами нерухомого тіла, тобто траєкторії заглиблення (+0, +1, +2, +3). До внутрішніх відносяться траєкторії, які починаються у межах нерухомого тіла і закінчуються у зовнішньому просторі, тобто траєкторії виходу (−0, −1, −2, −3). Траєкторії, які виходять на поверхню нерухомого тіла (+0, −0) є так званими повними нульовими траєкторіями, тому що ЧЕ у точці з координатою "О" має швидкість, дорівнюючу нулю. Траєкторії (+1, −1), які виходять на точки з координатами  $(A^-, A^+)$  є умовнонульовими, оскільки ці координати є координатами ідеальної рушійної системи. Траєкторії (+2, −2) (+3, −3) є межевими траєкторіями ідеального входження у межевий цикл.

Для кожної з цих траєкторій повинні виконуватись умови відносно часу дійсного торкання  $T_{\partial T}$  та неторкання  $T_{\partial \bar{T}}$ , шляху дійсного торкання  $L_{\partial T}$  та неторкання  $L_{\partial \bar{T}}$ .

Для траєкторій, які виконуються за входженням та виходом, тобто +0, −0, торкання та неторкання не реєструються за наступних умов:

$$\begin{cases} 0 \leq T_{\partial T} < t_T \\ 0 < L_{\partial T} < k_n V_p t_T \end{cases} \quad \text{для зовнішнього входження;} \quad (5.46 \text{ а})$$

$$\begin{cases} 0 \leq T_{\partial \bar{T}} < t_{\bar{T}} \\ 0 \leq L_{\partial \bar{T}} < k_n V_p t_{\bar{T}} \end{cases} \quad \text{для внутрішнього входження.} \quad (5.46 \text{ б})$$

Фіксація факту торкання та неторкання у цьому випадку не відбувається з тієї причини, що час  $(T_{\partial T}, T_{\partial \bar{T}})$  та шлях  $(L_{\partial T}, L_{\partial \bar{T}})$  не є достатніми для виконання умов реєстрації торкання й неторкання, звідкіля і назва *нульова траєкторія виходу або входу*.

Для входження у межовий цикл згідно умовно нульових траєкторій необхідно виконати такі умови:

$$\begin{cases} T \geq T_{\partial T} \geq t_T \\ k_n V_p t_T \leq L_{\partial T} \leq k_n V_p t_T \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію +1} \quad (5.47 \text{ а})$$

$$\begin{cases} \bar{T} \geq T_{\partial \bar{T}} \geq t_{\bar{T}} \\ k_n V_p t_{\bar{T}} \leq L_{\partial \bar{T}} \leq k_n V_p t_{\bar{T}} \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію -1} \quad (5.47 \text{ б})$$

Ці траєкторії є траєкторіями, які найменше відрізняються від координати поверхні.

За умови відсутності шляху  $L_{\text{гр}}$  (гальмування – розгін) межовий цикл перетворюється на прямокутну діаграму, обмежену координатами  $(A^+, A^-, T, \bar{T})$  і є зразком якості системи торкання у межовому циклі, яка оцінюється як співвідношення площин інтервалів часу у циклі, тобто:

$$j = 20 \lg \frac{2k_n T_{\text{гр}}}{T + \bar{T}}. \quad (5.48)$$

У випадку, коли  $j > 0$ , система торкання повністю є задовільною за швидкодією для обраного рушія. Якщо  $j = 0$ , система торкання знаходиться на межі своїх можливостей. При  $j < 0$  система торкання не задовольняє поставленим вимогам до швидкодії. Звідсіля видно, що повна якість системи, яка входить у торкання, повністю залежна від якості параметрів рушійної системи ЧЕ, тобто  $T_{\text{гр}}$  та  $L_{\text{гр}}$ . Реально цей показник недосяжний за будь-яких умов, тому що, якщо існує рушійна система, то існує і  $T_{\text{гр}}$  та  $L_{\text{гр}}$ . У супротивному випадку це означає, що рушійна система не має маси тіла, а це суперечить існуванню самої системи. Траєкторія  $(+2, -2)$  та  $(+3, -3)$  є межові траєкторії ідеального входження у межовий цикл. Для траєкторій  $+2$  та  $-2$  умови наступні:

$$\begin{cases} T \leq T_{\partial T} \leq T + k_n T_{\text{гр}} \\ k_n V_p T \leq L_{\partial T} \leq k_n V_p T + k_n^2 L_{\text{гр}} \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію + 2} \quad (5.49 \text{ а})$$

$$\begin{cases} \bar{T} \leq T_{\partial \bar{T}} < \bar{T} + k_n T_{\text{гр}} \\ k_n V_p \bar{T} \leq L_{\partial \bar{T}} \leq k_n V_p \bar{T} + k_n^2 L_{\text{гр}} \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію - 2} \quad (5.49 \text{ б})$$

Для траєкторій +3 та -3

$$\begin{cases} t_T \leq T_{\partial T} \\ k_n V_p t_T = L_{\partial T} \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію + 3 (5.50 а)}$$

$$\begin{cases} t_{\bar{T}} \leq T_{\partial \bar{T}} \\ k_n V_p t_{\bar{T}} = L_{\partial \bar{T}} \end{cases} \quad \text{вхід за траєкторію - 3 (5.50 б)}$$

Є очевидним, що яка б не була якісна система керування рухом, кінцева точність виконання її дій спирається на параметри чутників. Окрім того, якщо помітити, що кожному чутникові потрібен час для визначення торкання ( $T$ ) та неторкання ( $\bar{T}$ ) та шлях проходження для визначення торкання ( $L_{\partial T}$ ) і неторкання ( $L_{\partial \bar{T}}$ ), то звідсіля можна зробити висновок, що існує такий крок у часі та просторі, котрий задовольнив би ці умови.

Тут доречно було б зробити зауваження, що у живих істот керування рухом є дискретне і наше уявлення про нього, як аналогове, є суто удаваним. Чутники живої істоти мають час інтегрування, а це суттєво впливає, як на можливості руху, так і його сприйняття.

Але наразі існує інша ситуація, коли торкання є, а інформації про це сутність не отримує. Це відповідає випадку, коли торкання, як сигнал, має рівень, нижчий за загальний рівень руйнації сутності, і, як наслідок, нижче рівня шумів, які сприймає відчутник. Це є чинно-наслідковий зв'язок, коли сутність утворює такі системи чутників і з таким рівнем чутливості, котрі забезпечують їй необхідний рівень безпеки.

У будь-якому випадку межеве коло є кінцевим актом руху АС (ЧЕ). Навіть у випадку, коли рухоме тіло зупиняє свій рух, межеве коло продовжує реалізуватися і має суттєвий інформаційний вплив на підтримку факту торкання, як фізичного явища, тобто відсутність спостерігаємого руху є суто уявне. У такий спосіб і ОВ, і ЧЕ намагаються постійно отримувати координату свого розташування у просторі та визначити її надійність.

## 5.4 Крок – торкання

Різновидом межевого кола є крок-торкання, коли  $k_i \gg k_n$ . Яка б не була якісна система керування рухом, кінцева точність виконання її дій спирається не так на параметри чутників, як на вади рушійної системи. Це є невідповідність чутливої системи рушійній і навпаки. Окрім того, якщо зауважити, що кожному чутникові потрібен час для визначення торкання ( $T$ ) та неторкання ( $\bar{T}$ ) та шлях проходження для визначення торкання ( $l_T$ ) і неторкання ( $l_{\bar{T}}$ ), то звідсіля можна зробити висновок, що існує такий крок у часі та просторі, який задовольнив би ці умови. Довжина такого кроку повинна була б становити  $L_{\partial T} + L_{\partial \bar{T}}$ , а час, який витрачається на його здолання  $T + \bar{T}$  (рис. 5.6).

Сутність кінематики такого руху полягає в тому, що необхідно відпрацювати таку довжину кроку і належного йому часу, щоб система за цей час і шлях

встигла б визначити факт торкання і “неторкання”. Рушійна система при цьому відпрацьовує функцію швидкості так само, як і в аналоговій, але з тією різницею, що функція руху виробляється покроково. Для таких систем руху існує дуже важливий якісний параметр - це швидкість у режимі старт - стоп. Сутність її полягає в тому, що існує максимальна швидкість  $kV_p$  така, яка може бути знижена до нуля за один крок, без втрати точності позиціювання (тобто координати). Довжина кроку у такому випадку становитиме:

$$L_k = k^2 L_{tp}, \quad (5.51)$$

а шлях у циклі, тобто крок вперед та крок назад:

$$L_{zk} = 2k^2 L_{tp}. \quad (5.52)$$

Час на один крок вперед або назад дорівнює:

$$T_k = T + \bar{T}. \quad (5.53)$$

Фіксування торкання відбувається за умови:  $k_k V_p t_T \geq L_{dT}$ .

Глибина занурення у ОВ (уявна):

$$L_k \geq l_{nl}^- \geq L_{dT}, \quad (5.54)$$

де  $l_{nl}^-$  повинна бути не меншою за шлях дійсного торкання  $L_{dT}$ .

При виході ЧЕ з ОВ фіксація умов відсутності торкання (неторкання) наступна:

$$L_k \geq l_{nl}^+ \geq L_{dT}, \quad (5.55)$$

де  $L_{dT}$  – шлях, необхідний чутнику на визначення "неторкання".

Скорочений висновок, який слідує з попереднього аналізу, вказує на те, що крокування – це приватний випадок межового циклу.

Спосіб найбільш використовуваний при обережному русі АС. Як буде надалі розглянуто, цей спосіб дуже доцільно використовувати для визначення геометрії ОВ.

## 5.5 Багаторазове моноточкове торкання

Усі способи торкання, розглянуті попередньо, є базові на засадах, яких утворюється багаторазове торкання. Здебільшого таке торкання використовується при необхідності уточнення координатами з використанням монопараметричної системи торкання (у техніці). Для монопараметричних систем цей спосіб використовується задля визначення форми об'єкту, шорсткості тощо [20].

Спосіб багаторазового моноточкового торкання використовуються сутностями постійно. Це дуже добре видно у випадку, коли сутність після зміни координат розташування знаходиться у нестабільному стані, тобто «влаштовується» на новому місці. У такому випадку йде випробування по кожній опорній координаті за стихаючою амплітудою відхилень. Оскільки цей процес відбувається за законом, у якому є множник  $e^{-kt}$ , то він має нескінченний характер, що буде розглянуто далі.

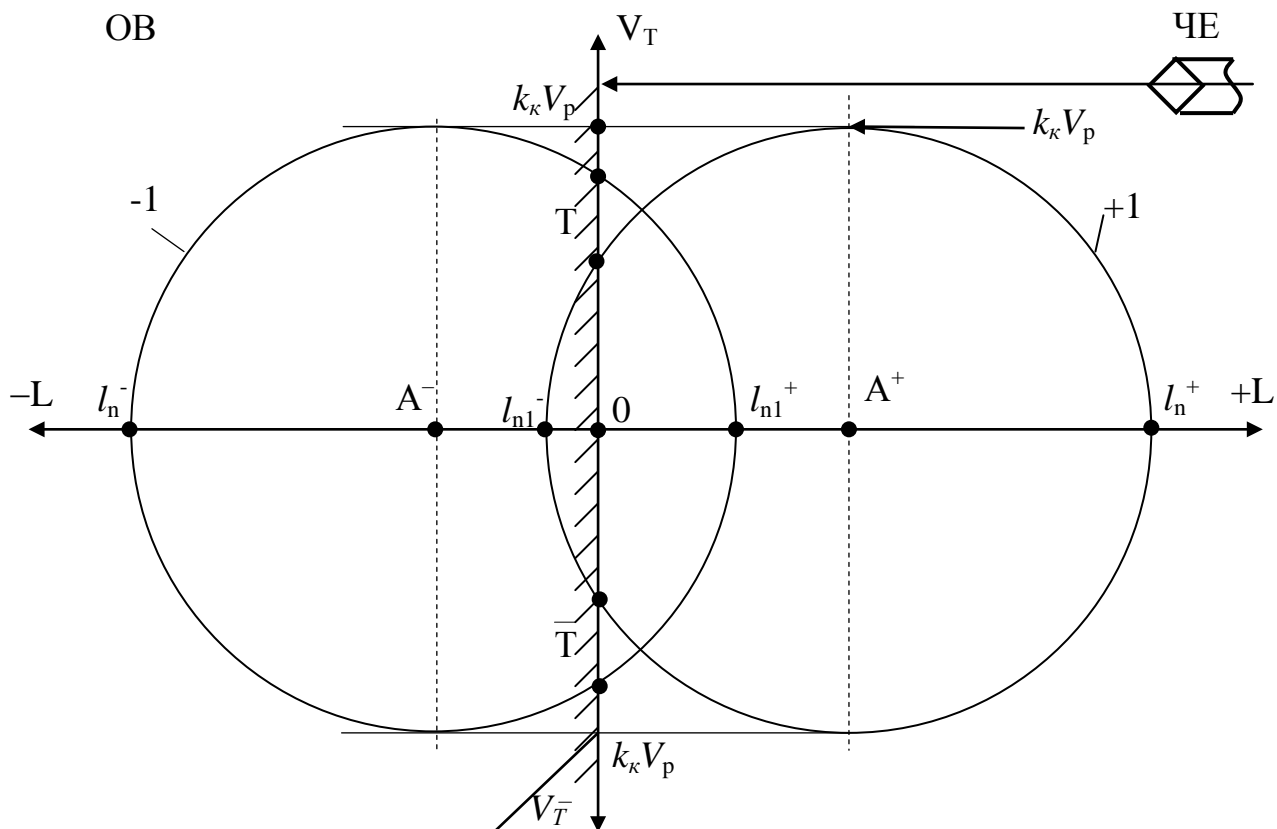


Рис. 5.6 Діаграма крок-торкання

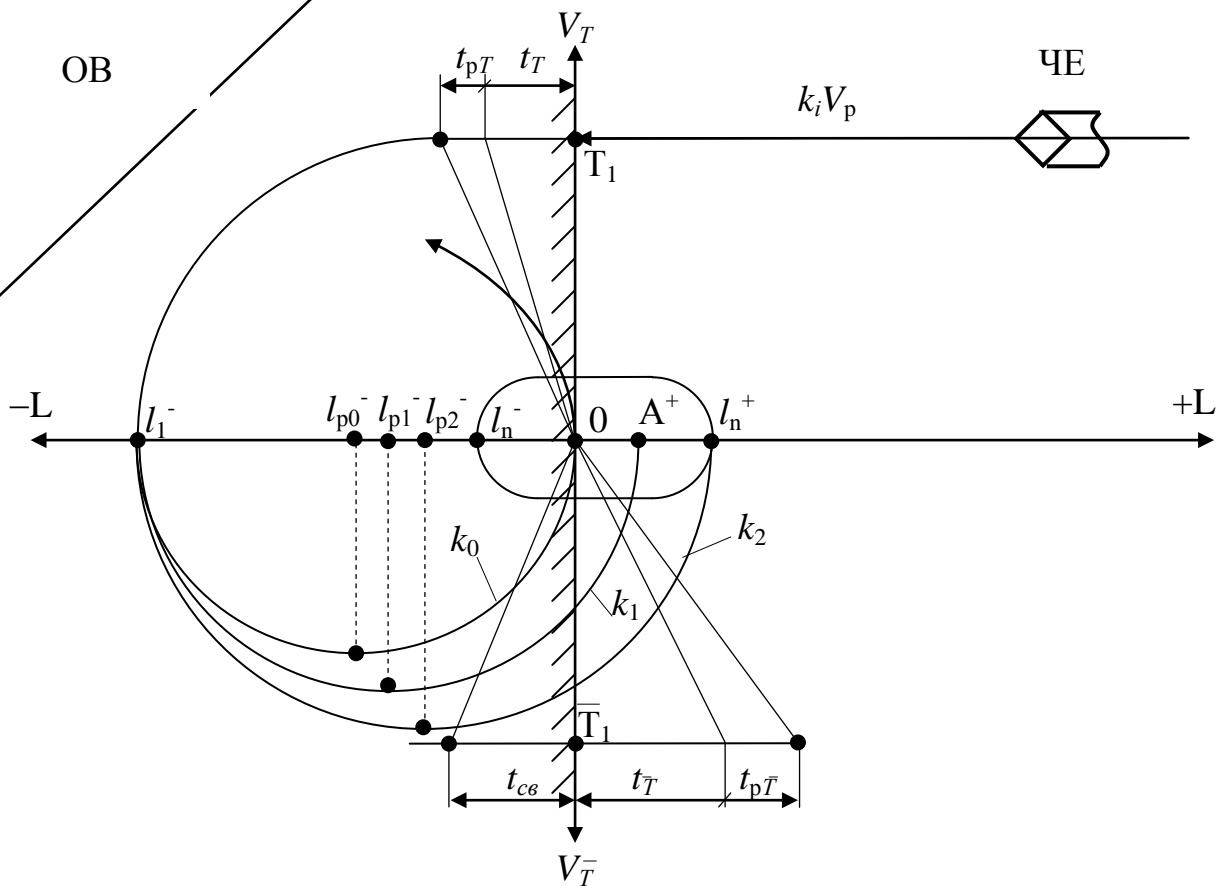


Рис. 5.7 Діаграма дворового торкання (перший варіант)

Тепер перейдемо до випадків багаторазового торкання. Найменш складним з таких видів торкання є випадок межового торкання за виходом (рис. 5.7). У цьому випадку після гальмування рушійна система виводить ЧЕ у зону межового циклу. Вихід з точки реверсу ( $l_n^-$ ) у межовий цикл може відбуватись за трьома траєкторіями, котрі мають траєкторії входу в межовий цикл згідно рис.5.5, тобто  $-0, -1, -2$ .

Рівняння, що відповідають випадку траєкторії "-0", наступні:

$$\begin{cases} L_{\Sigma(-0)} = k_i V_p T + \frac{L_{rp}}{2} (k_i^2 + k_0^2) \\ T_{\Sigma(-0)} = T + \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_0) \end{cases}, \quad (5.56)$$

де  $k_0$  – визначається з умов рівності шляхів у прямому та зворотному напрямках ( $l_1$ ) тобто:

$$k_i V_p T + k_i^2 L_{rp} = k_0^2 L_{rp}, \quad (5.57)$$

звідкіля

$$k_0 = \sqrt{\frac{1}{2T_{rp}} (4k_i T + k_i^2 T_{rp})}. \quad (5.58)$$

Цей випадок характеризується тим, що ЧЕ, хоч і виходить на координату поверхні, але за відомих вад (межовий цикл) цієї траєкторії зафіксувати координату поверхні не може.

У випадку, коли якість системи торкання є надвисокою, тобто  $T \ll T_{rp}$  та  $k_i=1$ , коефіцієнт  $k_0$  обчислюється за виразом:

$$k_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (5.59)$$

Якщо траєкторія (-1) швидкісного руху націлена на координату  $A^+$ , то рівняння набувають наступного вигляду:

$$\begin{cases} L_{\Sigma(-1)} = k_i V_p T + \frac{L_{rp}}{2} (k_i^2 + 2k_1^2) \\ T_{\Sigma(-1)} = T + \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_1^2) \end{cases}. \quad (5.60)$$

Коефіцієнт  $k_1$  обчислюється з умов рівності шляхів:

$$k_1^2 L_{rp} = l_1^- + A^+,$$

де  $l_1^- = k_i V_p T + \frac{k_i^2 L_{rp}}{2};$

$$A^+ \approx k_n V_p \bar{T};$$

звідкіля  $2k_i^2 T_{rp} = 4k_i T + k_i^2 T_{rp} + 4k_n \bar{T},$  а

$$k_1 = \frac{1}{2T_{\text{гр}}} (4k_i T + k_i^2 T_{\text{гр}} + 4k_n \bar{T}). \quad (5.61)$$

За умов входження у межовий цикл по траєкторії "-2", тобто у координату  $l_n^+$ , рівняння приймають наступний вигляд:

$$\begin{cases} L_{\Sigma(-2)} = k_i V_p T + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + 2k_2^2) \\ T_{\Sigma(-2)} = T + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_2^2) \end{cases}, \quad (5.62)$$

де коефіцієнт  $k_2$  обчислюється з умов рівності  $(l_1^- + l_n^+)$ :

$$k_2^2 L_p = k_i V_p T + \frac{k_i^2 L_p}{2} + k_n V_p \bar{T} + \frac{k_n^2 L_p}{2}. \quad (5.63)$$

Звідкіля слідує що:

$$k_2 = \sqrt{\frac{1}{2T_{\text{гр}}} (k_i^2 T_{\text{гр}} + 4k_i T + 4k_n \bar{T} + k_n^2 T_{\text{гр}})}. \quad (5.64)$$

Якщо порівнювати ці коефіцієнти  $(k_0, k_1, k_2)$ , то є вочевидь наступна закономірність, тобто зв'язок між ними:

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= \sqrt{\frac{1}{2T_{\text{гр}}} (4k_i T + k_i^2 T_{\text{гр}})} \\ k_1 &= \sqrt{k_0^2 + \frac{2k_n \bar{T}}{T_{\text{гр}}}} \\ k_2 &= \sqrt{k_1^2 + \frac{k_n^2}{2T_{\text{гр}}}} \end{aligned} \right\}. \quad (5.65)$$

Координати "розгін-гальмування" ЧЕ, окрім координати  $l_1^-$ , мають можливість отримувати наступні значення:

$$\left. \begin{aligned} l_{p0}^- &= \frac{l_1^-}{2}; \\ l_{p1}^- &= \frac{l_1^- + A^+}{2} - A^+; \\ l_{p2}^- &= \frac{l_1^- + l_n^+}{2} - l_n^+. \end{aligned} \right\} \quad (5.66)$$

де  $l_{p0}^-, l_{p1}^-, l_{p2}^-$  – координати початку гальмування ЧЕ за траєкторіями входження у межовий цикл -0, -1, -2.

Або у записі через параметр шляху як:

$$\left. \begin{aligned} l_{p0}^- &= \frac{2k_i V_p T + k_i^2 L_{гр}}{4}; \\ l_{p1}^- &= \frac{2k_i V_p T + k_i^2 L_{гр} - 2k_n V_p \bar{T}}{4}; \\ l_{p2}^- &= \frac{2k_i V_p T + k_i^2 L_{гр} - 2k_n V_p \bar{T} - k_n^2 L_{гр}}{4} \end{aligned} \right\}. \quad (5.67)$$

Наступний випадок при торканні може бути, коли ЧЕ на повній швидкості заглиблюється (уявно) у ОВ, потім реверсує рух, і по виходу з торкання гальмує рух. Після гальмування ЧЕ відтворює рух таким чином, щоб потрапити у зону межового циклу (рис. 5.8). Якщо звернутись до межового циклу (рис. 5.5), то цей спосіб є відповідним трьом видам траєкторій, а саме: +0, +1, +2. За траєкторією +0 ЧЕ торкається ОВ, але фіксації торкання не відбувається.

Рух по цій траєкторії відбувається за наступним чином:

$$\begin{cases} L_{\Sigma(+0)} = 2k_i V_p T + k_i V_p \bar{T} + \frac{(3k_i^2 + 2k_0^2)L_{гр}}{2} \\ T_{\Sigma(+0)} = 2T + \bar{T} + \frac{(3k_i + 2k_0)T_{гр}}{2} \end{cases}. \quad (5.68)$$

Коефіцієнт зниження швидкості  $k_0$  знаходиться з умов рівності шляхів руху  $l_1^+$ , тобто:

$$2k_i V_p \bar{T} + k_i^2 L_{гр} = 2k_0^2 L_{гр}. \quad (5.69)$$

$$k_0 = \sqrt{\frac{1}{2T_{гр}}(4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{гр})}. \quad (5.70)$$

За умови, що  $\bar{T} \ll T_{гр}$  та  $k_i=0$ , коефіцієнт  $k_0$  обчислюється як  $k_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ .

Якщо траєкторія руху націлена у координату  $A^-$ , то рівняння шляху та часу набувають такого вигляду:

$$\begin{cases} L_{\Sigma(+1)} = 2k_i V_p T + k_i V_p \bar{T} + \frac{(3k_i^2 + 2k_1^2)L_{гр}}{2} \\ T_{\Sigma(+1)} = 2T + \bar{T} + \frac{(3k_i + 2k_1)T_{гр}}{\sqrt{2}} \end{cases}. \quad (5.71)$$

Коефіцієнт  $k_1$  обчислюємо з умов рівності шляхів, тобто:  $k_1^2 L_{гр} = l_1^+ + A^-$ ;

$$\text{де } l_1^+ = k_i V_p \bar{T} + \frac{k_i^2 L_{гр}}{2},$$

$$A^- = k_n V_p T;$$

$$\text{звідкіля } 2k_1^2 T_{гр} = 4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{гр} + 4k_n T;$$



$$k_1 = \sqrt{\frac{1}{2T_{\text{rp}}} (4k_i T_{\text{rp}} + k_i^2 T + k_n \bar{T})}. \quad (5.72)$$

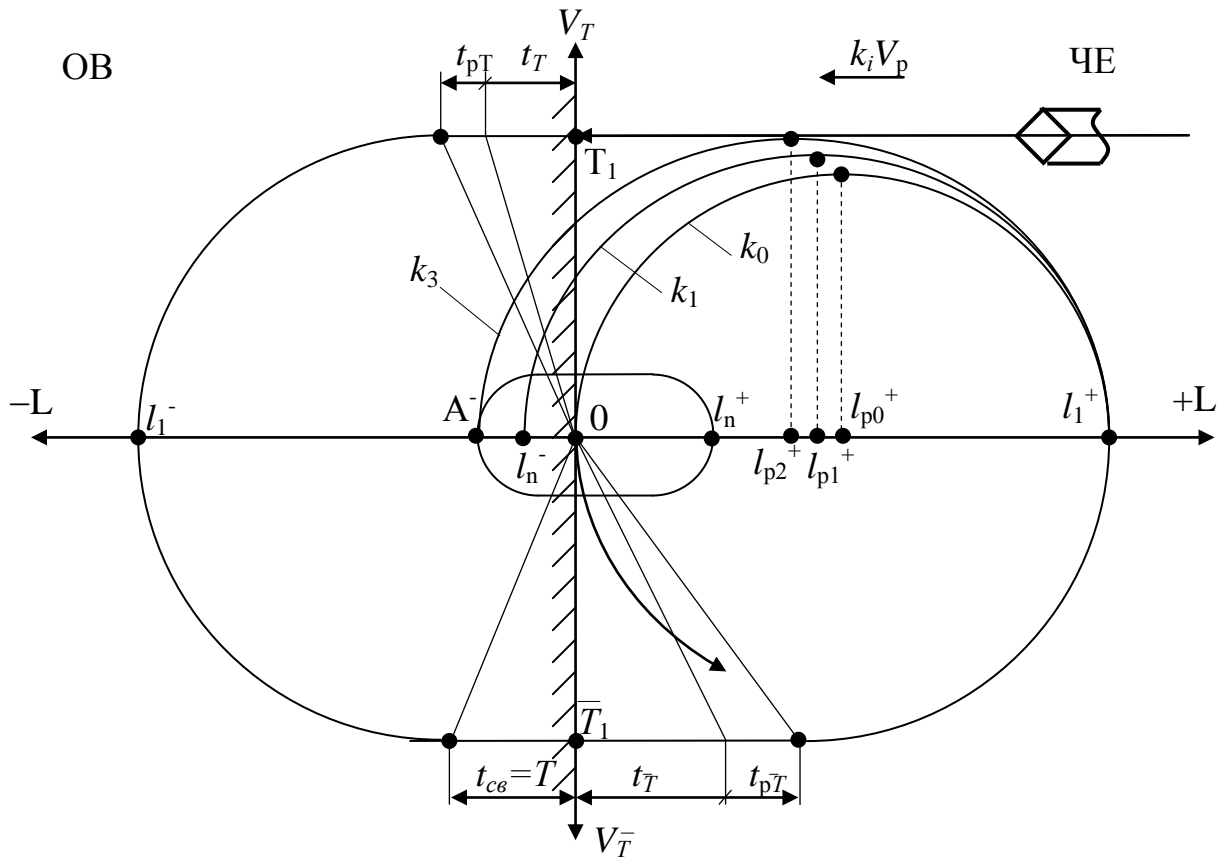


Рис. 5.8 Діаграма дворазового торкання (другий варіант)

Умови входження у межовий цикл за траєкторією "+2":

$$\begin{cases} L_{\Sigma(+2)} = 2k_i V_p T + k_i V_p \bar{T} + \frac{(3k_i^2 + 2k_2^2)L_{\text{rp}}}{2} \\ T_{\Sigma(+2)} = 2T + \bar{T} + \frac{T_{\text{rp}}(3k_i + 2k_2)}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (5.73)$$

Коефіцієнт  $k_2$  обчислюється з умови рівності шляхів, тобто:

$$k_2^2 L_{\text{rp}} = l_1^+ + l_n^-$$

$$\text{де } l_1^+ = k_i V_p \bar{T} + \frac{k_i^2 L_{\text{rp}}}{2};$$

$$l_n^- = k_n V_p T + \frac{k_n^2 L_{\text{rp}}}{2};$$

$$\text{звідкіля } 2k_2^2 T_{\text{rp}} = 4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{\text{rp}} + 4k_n T + k_n^2 T_{\text{rp}}, \text{ а}$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{1}{2T_{\text{rp}}} \left( k_i^2 T_{\text{rp}} + k_i \bar{T} + k_n T + k_n^2 T_{\text{rp}} \right)} \quad (5.74)$$

Між цими коефіцієнтами (5.70), (5.72), (5.74), як і у попередньому випадку (5.61), існує аналогічний зв'язок, тобто:

$$k_2 = \sqrt{k_1^2 + \frac{k_n^2}{2T_{\text{rp}}}}. \quad (5.75)$$

Координати розгону та гальмування при русі у бік ОВ наступні:

$$\left. \begin{aligned} l_{p0}^+ &= \frac{l_1^+}{2}; \\ l_{p1}^+ &= \frac{l_1^+ + A^-}{2} - A^-; \\ l_{p2}^+ &= \frac{l_1^+ + l_n^-}{2} - l_n^- \end{aligned} \right\} \quad (5.76)$$

де  $l_{p0}^+, l_{p1}^+, l_{p2}^+$  – координати початку гальмування ЧЕ. Або у записі через шлях:

$$\left. \begin{aligned} l_{p0}^+ &= \frac{k_i V_p \bar{T} + k_i^2 L_{\text{rp}}/2}{2}; \\ l_{p1}^+ &= \frac{k_i V_p \bar{T} + k_i^2 L_{\text{rp}}/2 - k_n V_p T}{2}; \\ l_{p2}^+ &= \frac{k_i V_p \bar{T} + k_i^2 L_{\text{rp}}/2 - k_n V_p T - k_n^2 L_{\text{rp}}/2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.77)$$

Усі вищезначені способи торкання реалізують одне, максимум два, торкання у одній точці поверхні. Але існують і більш складні способи торкання – це багаторазове торкання у одній точці поверхні ОВ. Таких основних способів багаторазового торкання існує три. Відрізняються вони способом зміни швидкості при торканні та його відсутності. Перший спосіб (рис. 5.9) торкання базується на тому, що перший півцикл торкання має однакову швидкість на вході та на виході з торкання симетричне багаторазове).

Зміна швидкості руху ЧЕ відбувається поза межами нерухомого тіла. Тобто цей спосіб реалізує багаторазове ідеальне (симетричне) торкання. Довжина шляху, який проходить ЧЕ за одне коло циклу буде наступними (для першого кола):

$$\begin{aligned} l_1 &= 2l_1^- + 2l_1^+ = k_1^2 L_{\text{rp}} + 2k_1 V_p T + k_1 V_p \bar{T} + k_1^2 L_{\text{rp}}/2 + k_2^2 L_{\text{rp}}/2 + k_2 V_p t_{\text{cп1}} = \\ &= (3k_1^2 + k_2^2) L_{\text{rp}}/2 + k_1 V_p (2T + \bar{T}) + k_2 V_p t_{\text{cп1}}, \end{aligned} \quad (5.78)$$

де  $k_1=1$  і  $k_2$  – коефіцієнти зниження швидкості.

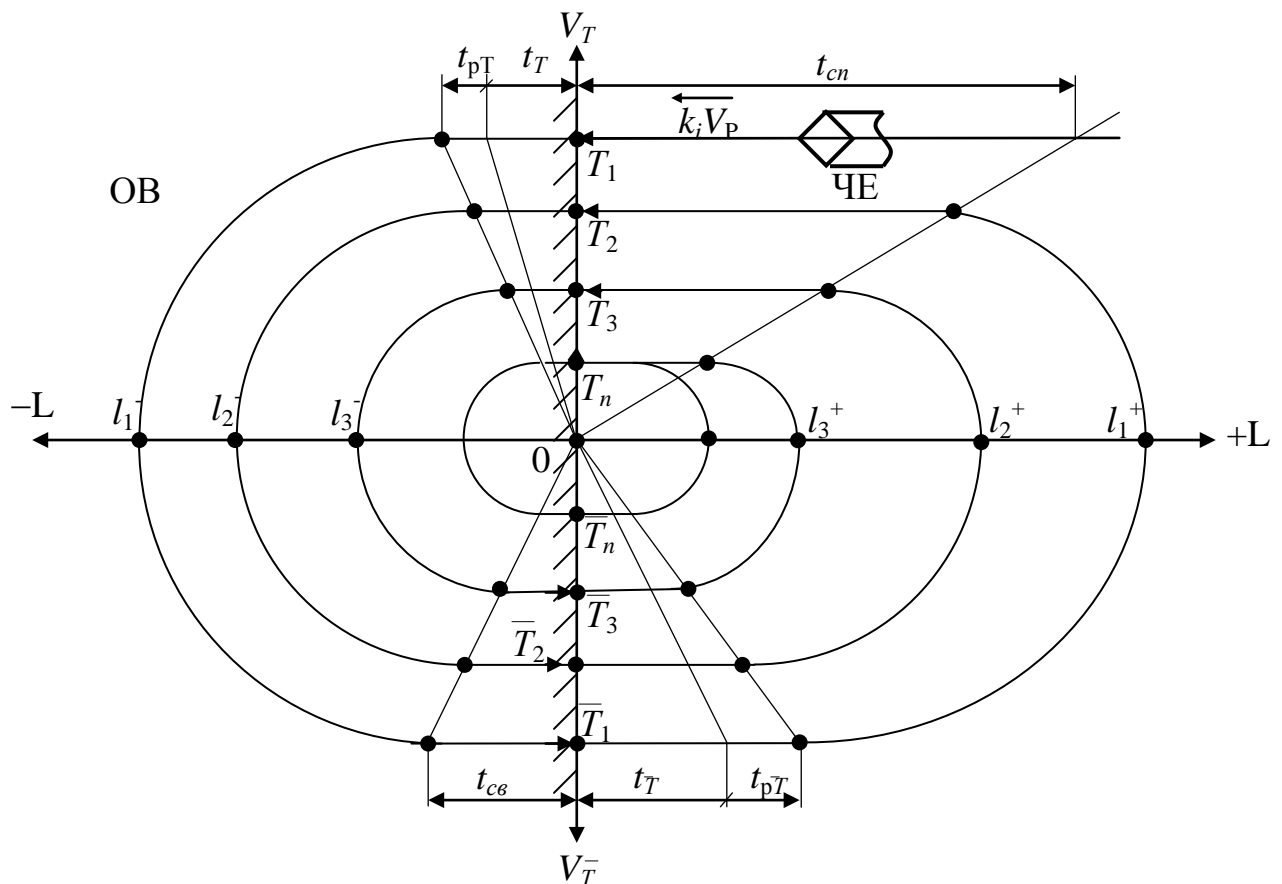


Рис .5.9 Діаграма симетричного багаторазового моноточкового торкання

Невідомий час підходу  $t_{cn1}$  визначається з умов рівності шляхів ( $l_1^+$ ):

$$k_1 V_p \bar{T} + k_1^2 L_{rp} / 2 = k_2 V_p t_{cn1} + k_2^2 L_{rp} / 2, \quad (5.79)$$

Звідкіля слідує, що:

$$t_{cn1} = \frac{1}{4k_2} (4k_1 \bar{T} + k_1^2 T_{rp} - k_2^2 T_{rp}). \quad (5.80)$$

Для  $i$ -го кола циклу загальний вигляд залежностями часу  $t_{cni}$  буде таким:

$$t_{cni} = \frac{1}{4k_{i+1}} (4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{rp} - k_{i+1}^2 T_{rp}). \quad (5.81)$$

Час, необхідний для проходження одного кола циклу буде (перше коло):

$$t_1 = 2T + \bar{T} + (3k_1 + k_2) T_{rp} / \sqrt{2} + t_{cn1}. \quad (5.82)$$

Після підстановки  $t_{cni}$  у (5.78) і (5.82) та перетворень отримуються вирази шляху та часу  $i$ -го кола циклу:

$$\begin{cases} l_i = 2k_i^2 L_{rp} + 2k_i V_p (T + \bar{T}) \\ t_i = 2(T + \bar{T}) + k_i \left( \frac{3}{\sqrt{2}} + \frac{k_i}{k_{i+1}} \right) \frac{T_{rp}}{4} + k_{i+1} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - 1 \right) \frac{T_{rp}}{4} \end{cases} \quad (5.83)$$

При кількості кіл у циклі  $n-1$  і  $m$  кіл межового циклу отримуємо таку довжину шляху для ЧЕ та часу, необхідного для його здолання:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = 2 \sum_{i=1}^{n-1} \left[ k_i^2 L_{\text{гр}} + k_i V_p (T + \bar{T}) \right] + \sum_{i=1}^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{n-1} \left[ 2(T + \bar{T}) + k_i \left( \frac{3}{\sqrt{2}} + \frac{k_i}{k_{i+1}} \right) \frac{T_{\text{гр}}}{4} + k_{i+1} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - 1 \right) \frac{T_{\text{гр}}}{4} \right] + \sum_{i=1}^n (t_m) \end{cases} \quad (5.84)$$

Практичне застосування цього багаторазового способу торкання найчастіше здійснюється при пошуку ОВ, коли розташування його у просторі невідоме.

Такий спосіб багаторазового торкання побудований на засадах зміни швидкості кожного разу при переході через точки реверсу (рис. 5.10). Тобто це є багаторазове торкання з відтяжкою (рис. 5.3). Шлях, який долає ЧЕ за одне коло циклу (перше коло), є:

$$l_1 = k_1 V_p T + \frac{k_1^2}{2} L_{\text{гр}} + \frac{k_2^2}{2} L_{\text{гр}} + k_2 V t_{\text{св1}} + k_2 V_p \bar{T} + \frac{k_2^2}{2} L_{\text{гр}} + \frac{k_3^2}{2} L_{\text{гр}} + k_3 V_p t_{\text{сн1}}. \quad (5.85)$$

Невідомий час виходу з меж ОВ –  $t_{\text{св1}}$  знаходиться з умов рівності шляхів  $l_1^-$ , тобто:

$$k_1 V_p T + \frac{k_1^2}{2} L_{\text{гр}} = \frac{k_2^2}{2} L_{\text{гр}} + k_2 V_p t_{\text{св1}}. \quad (5.86)$$

Звідкіля маємо, що:

$$t_{\text{св1}} = \frac{1}{4k_2} (4k_1 T + k_1^2 T_{\text{гр}} - k_2^2 T_{\text{гр}}). \quad (5.87)$$

Невідомий час підходу  $t_{\text{сн1}}$  знаходимо з умов рівності шляхів  $l_2^+$ , тобто:

$$k_2 V_p \bar{T} + \frac{k_1^2}{2} L_{\text{гр}} = \frac{k_3^2}{2} L_{\text{гр}} + k_3 V_p t_{\text{сн1}}. \quad (5.88)$$

Звідкіля маємо, що:

$$t_{\text{сн1}} = \frac{1}{4k_3} (4k_2 \bar{T} + k_2^2 T_{\text{гр}} - k_3^2 T_{\text{гр}}). \quad (5.89)$$

Задля знаходження закономірності зміни  $t_{\text{сн1}}$  та  $t_{\text{св1}}$  визначимо їх для другого кола циклу з умови рівності шляхів  $l_2^-$  та  $l_3^+$ :

$$\left. \begin{aligned} k_3 V_p T + \frac{k_3^2}{2} L_{\text{гр}} &= \frac{k_4^2}{2} L_{\text{гр}} + k_4 V_p t_{\text{св2}} \\ t_{\text{св2}} &= \frac{1}{4k_4} (4k_3 T + k_3^2 T_{\text{гр}} - k_4^2 T_{\text{гр}}) \end{aligned} \right\}, \quad (5.90)$$

$$\left. \begin{aligned} k_4 V_p \bar{T} + \frac{k_4^2}{2} L_{\text{гр}} &= \frac{k_5^2}{2} L_{\text{гр}} + k_5 V_p t_{\text{сн2}} \\ t_{\text{сн2}} &= \frac{1}{4k_5} (4k_4 \bar{T} + k_4^2 T_{\text{гр}} - k_5^2 T_{\text{гр}}) \end{aligned} \right\}. \quad (5.91)$$


$$\begin{cases} t_{\text{c}bi} = \frac{1}{4k_{2i}}(4k_{2i-1}T + k_{2i-1}^2T_{\text{rp}} - k_{2i}^2T_{\text{rp}}) \\ t_{\text{c}ni} = \frac{1}{4k_{2i+1}}(k_{2i}\bar{T} + k_{2i}^2T_{\text{rp}} - k_{2i+1}^2T_{\text{rp}}) \end{cases}. \quad (5.92)$$
$$\left. \begin{aligned} t_1 &= T + \frac{k_1}{\sqrt{2}} T_{cp} + \frac{k_2}{\sqrt{2}} T_{rp} + t_{cb1} + \bar{T} + \frac{k_2}{\sqrt{2}} T_{rp} + \frac{k_3}{\sqrt{2}} T_{rp} + t_{cn1} \\ t_2 &= T + \frac{k_3}{\sqrt{2}} T_{cp} + \frac{k_4}{\sqrt{2}} T_{rp} + t_{cb2} + \bar{T} + \frac{k_4}{\sqrt{2}} T_{rp} + \frac{k_5}{\sqrt{2}} T_{rp} + t_{cn2} \end{aligned} \right\}. \quad (5.93)$$
$$t_i = T + \bar{T} + \frac{T_{\text{ip}}}{\sqrt{2}}(k_{2i-1} + 2k_{2i} + k_{2i+1}) + t_{\text{cvi}} + t_{\text{cni}}. \quad (5.94)$$

Шлях, який долає ЧЕ за друге коло циклу:

$$l_2 = k_3 V_p T + \frac{k_3^2}{2} L_{rp} + \frac{k_4^2}{2} L_{rp} + k_4 V_p t_{cb2} + k_4 V_p \bar{T} + \frac{k_4^2}{2} L_{rp} + \frac{k_5^2}{2} L_{rp} + k_5 V_p t_{cn2}. \quad (5.95)$$

Або для  $i$ -го кола:

$$l_i = L_{rp} (k_{2i-1}^2 + 2k_{2i}^2 + k_{2i+1}^2) + V_p (k_{2i-1} T + k_{2i} \bar{T} + k_{2i} t_{cbi} + k_{2i+1} t_{cni}). \quad (5.96)$$

Повна довжина шляху та термін часу для  $n-1$  коло та  $m$  межових циклів:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{n-1} \left[ L_{rp} (k_{2i-1}^2 + 2k_{2i}^2 + k_{2i+1}^2) + V_p (k_{2i-1} T + k_{2i} \bar{T} + k_{2i} t_{cbi} + k_{2i+1} t_{cni}) \right] + \sum_{m=1}^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{n-1} \left[ T + \bar{T} + \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_{2i-1} + 2k_{2i} + k_{2i+1}) + t_{cbi} + t_{cni} \right] + \sum_{m=1}^n (t_m). \end{cases} \quad (5.97)$$

Третій спосіб багаторазового торкання (рис. 5.11) заснований на засадах простого торкання з відскоком (рис. 5.4), де існує обмеження по швидкості виходу з торкання, і тому виникає кілька варіантів вирахування шляху та часу. Перший варіант такого торкання засновано на умовах критичності коефіцієнтів швидкості  $k_{31}$  та  $k_{32}$  (5.18, 5.26, 5.33, 5.34), що визначають траєкторію зміни швидкості. Відбувається ця траєкторія зміни швидкості (рис. 5.11) за наступним шляхом:

$$T_1 \rightarrow l_1^- \rightarrow \bar{T} \rightarrow l_1^+ \rightarrow T_3 \rightarrow l_3^- \rightarrow \bar{T}_3 \rightarrow l_2^+ \rightarrow T_n \rightarrow l_n^- \rightarrow \dots \quad (5.98)$$

Виходячи з умов пройденого шляху ЧЕ (5.98) при  $l_{cbT} = 0; l_{\delta} = 0; l_{cb\bar{T}} = 0$ , отримуємо:

$$\begin{aligned} L_{\Sigma(31-32)} &= k_{31} V_p T + \frac{k_{31}^2}{2} L_{rp} + \frac{k_i^2}{2} L_{rp} + k_i V_p \bar{T} + \frac{k_{31}^2}{2} L_{rp} + k_{32} L_{rp} + k_{32} V_p t_{cn1} + \\ &+ k_{32} V_p T + \frac{k_{32}^2}{2} L_{rp} + k_i^2 L_{rp} + k_n^2 L_{rp} + k_n V_p t_{cn2} + \sum_{m=1}^n (l_m) = V_p T (k_{31} + k_{32}) + \\ &+ \frac{L_{rp}}{2} (3k_i^2 + k_{31}^2 + 2k_{32}^2 + k_n^2) + V_p (k_i \bar{T} + t_{cni} k_{32} + t_{cn2} k_n) + \sum_{m=1}^n (l_m). \end{aligned} \quad (5.99)$$

Невідомі інтервали часу  $t_{cn1}$  та  $t_{cn2}$  знаходяться з умов рівності шляхів  $l_1^+$ . Для  $t_{cn1}$ :

$$k_i V_p \bar{T} + \frac{k_i^2}{2} L_{rp} = \frac{k_{32}^2}{2} L_{rp} + k_{32} V_p t_{cn1}, \quad (5.100)$$

$$\text{або} \quad 4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{rp} = k_{32}^2 T_{rp} + 4k_{32} t_{cn1}, \quad (5.101)$$

звідкіля маємо, що:

$$t_{cn1} = \frac{4k_i \bar{T} + k_i^2 T_{rp} - k_{32}^2 T_{rp}}{4k_{32}}. \quad (5.102)$$



При умові, що вхідна траєкторія не відбувається за критичного значення  $k_{31}$ , тобто цей коефіцієнт більший  $k_{31}^+ > k_{31}$  у рівняннях оптимальної траєкторії з'являються додаткові члени, пов'язані з  $t_{\text{св}T}$  (при  $l_0 = 0$ ,  $t_{\text{св}T} = 0$ ). Вхід у торкання відбувається за траєкторію, яка проходить вище точки  $T_1$  (рис. 5.11), але надалі повністю відтворює оптимальну траєкторію.

Шлях, який проходить ЧЕ у такому циклі, має вираз:

$$L_{\Sigma 31}^+ = V_p T (k_{31}^+ + k_{32}) + \frac{L_{\text{гр}}}{2} \left[ 5k_i^2 + (k_{31}^+)^2 + \frac{3}{2}k_{32}^2 \right] + 3k_i V_p \bar{T} + k_i V_p t_{\text{св}T} + \sum^n (l_m), \quad (5.107)$$

де значення  $t_{\text{св}T}$  визначається з (5.20):

$$\begin{cases} L_{\Sigma(31-32)} = V_p T (k_{31}^+ + k_{32}) + 3k_i V_p \bar{T} + \frac{L_{\text{гр}}}{2} \left( 5k_i^2 + (k_{31}^+)^2 + \frac{3}{2}k_{32}^2 \right) + k_i V_p t_{\text{св}T} + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma(31-32)} = 2T + \bar{T} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (4k_i + k_{31}^+ + 2k_{32} + k_n) + t_{\text{сн}1} + t_{\text{сн}2} + \sum^n (t_m) \end{cases} \quad (5.108)$$

При умові, що входження у торкання відбувається при  $k_{cp}$ , тобто  $k_{31} > k_{cp} > k_{32}$  у траєкторії руху ЧЕ з'являється додатковий член  $l_0$ , оскільки вихід на швидкість руху  $V_p$  відбувається у межах часу  $\bar{T}$ . Надалі ця траєкторія співпадає з оптимальною.

Шлях, який проходить ЧЕ у цьому випадку:

$$L_{\Sigma cp} = k_{cp} V_p T + \frac{k_{cp}^2}{2} L_{\text{гр}} + \frac{k_i^2}{2} L_{\text{гр}} + l_0 + \frac{k_i^2}{2} L_{\text{гр}} + \frac{k_{32}^2}{2} L_{\text{гр}} + V_p k_{32} t_{\text{сн}1} + k_{32} T V_p + \frac{k_{32}^2}{2} L_{\text{гр}} + k_i^2 L_{\text{гр}} + \frac{k_n^2}{2} L_{\text{гр}} + k_n V_p t_{\text{сн}2} + \sum^n (l_m). \quad (5.109)$$

Після підстановки значень  $t_{\text{сн}1}$  та  $t_{\text{сн}2}$  з подальшими перетвореннями отримуємо:

$$\begin{cases} L_{\Sigma cp} = V_p T (k_{cp} + k_{32}) + \frac{L_{cp}}{2} (4k_i^2 + k_{cp}^2 + 2k_{32}^2 + k_n^2) + V_p (k_{32} t_{\text{сн}1} + k_n t_{\text{сн}2}) + l_0 + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma cp} = 2T + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (4k_i + k_{cp} + 2k_{32} + k_n) + 2\bar{T} + t_{\text{д}} + t_{\text{сн}1} + t_{\text{сн}2} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.110)$$

Додаткові члени  $l_{\text{д}}$  та  $t_{\text{д}}$  визначаються з (5.31), (5.32). Якщо траєкторія входження відбувається за умов, коли швидкість входження має коефіцієнт  $k_{32}^-$  менший за  $k_{32}$ , тобто  $k_{32}^- < k_{32}$ , з'являються додаткові члени, зв'язані з  $t_{\text{св}T}$ . Така траєкторія проходить вище точки  $T_3$  (рис. 5.11) і після гальмування виходить на координату  $l_3^+$ , звідкіля спрямовується у межовий цикл з швидкістю  $k_n V_p$ . Поява  $t_{\text{св}T}$  відбувається з тієї причини, що вихід ЧЕ на швидкість  $V_p$  відбувається з часом більшим ніж час  $\bar{T}$ .

Шлях, який проходить ЧЕ у такому варіанті, має вигляд:

$$L_{\Sigma 32}^- = k_{32}^- V_p T + (k_{32}^-)^2 L_{\text{гр}} + 2k_i^2 L_{\text{гр}} + k_n^2 L_{\text{гр}} + k_n V_p t_{\text{сн}} + \sum^n (l_m). \quad (5.111)$$

Невідомий час  $t_{\text{сн}}$  знаходимо з умови рівності шляхів  $l_3^+$ , тобто:



$$k_n V_p t_{\text{сп}} + k_n^2 L_{\text{гр}} = k_i^2 L_{\text{гр}} + k_i V_p (\bar{T} + t_{\text{св}\bar{T}}). \quad (5.112)$$

Після підстановки  $t_{\text{сп}}$  з (5.27) та перетворень отримуємо:

$$k_n V_p t_{\text{сп}} + k_n^2 T_{\text{гр}} V_p = k_i^2 T_{\text{гр}} V_p + V_p \left\{ T_{\text{гр}} [k_i^2 - (k_{32}^-)^2] + \bar{T} (k_i - k_{32}^-) - k_{32}^- T \right\}, \quad (5.113)$$

звідкіля слідує, що  $t_{\text{сп}}$  дорівнює:

$$t_{\text{сп}} = \frac{1}{k_n} \left\{ T_{\text{гр}} [2k_i^2 - (k_{32}^-)^2 - k_n^2] + \bar{T} (k_i - k_{32}^-) - k_{32}^- T \right\} \quad (5.114)$$

Після підстановки  $t_{\text{сп}}$  у (5.114) та перетворень отримуємо:

$$\begin{aligned} L_{\Sigma 32}^- &= k_{32}^- V_p T + (k_{32}^-)^2 L_{\text{гр}} + 2k_i^2 L_{\text{гр}} + k_n^2 L_{\text{гр}} + \\ &+ V_p \left\{ T_{\text{гр}} [2k_i^2 - (k_{32}^-)^2 - k_n^2] + \bar{T} (k_i - k_{32}^-) - k_{32}^- T \right\} + \sum^n (l_m). \end{aligned} \quad (5.115)$$

Або після перетворень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 32}^- = 4k_i^2 L_{\text{гр}} + V_p \bar{T} (k_i - k_{32}^-) + \sum^n (l_m). \\ T_{\Sigma 32}^- = T_{\text{гр}} \left( 2k_i + \frac{2k_i^2}{k_n} - \frac{(k_{32}^-)^2}{k_n} \right) + \frac{\bar{T}}{k_n} (k_i - k_{32}^-) + T \left( 1 - \frac{k_{32}^-}{k_n} \right) + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.116)$$

## 5.6 Загальна класифікація способів торкання

Розглядаючи запропоновані способи торкання є можливість констатувати наступну закономірність [21]. При входженні у торкання та вихід з нього рухомому об'єкту необхідно нібито “здолати уявну стінку”, товщина якої є залежною від швидкості  $V_p$  та інтервалів часу  $T$  та  $\bar{T}$ . Досить легко дійти висновку, що існує пряма залежність від рівнів реєстрації  $U_1$  та  $U_3$  (рис. 3.9).

Досі ми вважали, що ці рівні є симетрично розташованими відносно рівня  $U_2$ . Але за симетричного розташування рівнів матимемо асиметрію “вхід-вихід”. Якщо зауважити на те, що рівні  $U_1$  та  $U_3$  мають можливість змінювати своє розташування, то може утворитися ситуація, за якої  $T = \bar{T}$ .

Окрім того, треба зауважити ще одне явище, котре супроводжує процес торкання й неторкання. Коли рухомому тілу (ЧЕ) необхідно торкнутися зони присутності або вийти з неї, воно вирішує одну й ту ж задачу. Достатньо розглянути задачу торкання в інвертованому вигляді. Тобто, якщо об'єкт (ОВ) є вкритим зоною присутності, то процес торкання має такий вигляд, коли необхідно, наприклад, розбити шкарлупу яйця і увійти у внутрішній простір. У супротивному випадку це має вигляд, коли торкання необхідно зробити з внутрішнього простору і таким чином розбити шкарлупу. Тобто неважливо, з якої уявної “стінки” торкатися, головним є сам факт торкання. Загальна товщина стінки, з урахуванням торкання та неторкання становитиме  $\Delta X_1 + 2\Delta X_2$ .

Отже можна стверджувати, що класифікація способів торкання будується на тих засадах, що:

- існує різниця у часі визначення торкання та виходу з нього, тобто може бути  $T \gg \bar{T}$ ,  $T \ll \bar{T}$  та  $T = \bar{T}$ .
- існує різниця у швидкості входу та виходу з торкання, тобто усі швидкості входу та виходу  $V_i$  задовольняють умові  $V_p > V_i \geq k_n V_p$ ;
- існує різниця у кількості півкіл "торкання→неторкання", тобто є засадні поодинокі та багаторазові рухи, побудовані на цих засадах.

Таку класифікацію наведено на рис. 5.12. В центрі класифікаційної фігури знаходиться межовий цикл або коло, яке утворюється за умови, що  $T = \bar{T}$  та  $V_{\text{вх}} = V_{\text{вих}}$ . Його різновиди утворюються при переході через межі часу ( $T \gg \bar{T}$ ,  $T \ll \bar{T}$ ) та швидкості ( $V_{\text{вх}} > V_{\text{вих}}$ ,  $V_{\text{вх}} < V_{\text{вих}}$ ) до межових асиметричних циклів. На засадах цих переходів утворюються прості асиметричні та напівсиметричні цикли, тобто торкання.

Різновиди, коли швидкість входження у торкання є менша за вихідну, утворює так зване відскок-торкання, або, якщо навпаки, то відтяжне  $V_{\text{вх}} > V_{\text{вих}}$ . Його різновиди утворюються при переході через межі часу ( $T \ll \bar{T}$ ) та швидкості ( $V_{\text{вх}} > V_{\text{вих}}$ ,  $V_{\text{вх}} < V_{\text{вих}}$ ) до межових асиметричних циклів. На засадах цих переходів утворюються прості асиметричні та напівсиметричні цикли.

Різновиди, коли швидкість входження у неторкання є менша за вихідну, утворює так зване відскок-торкання, якщо навпаки, то відтяжне. Ці різновиди є справедливими для умов  $T \ll \bar{T}$  та  $T \gg \bar{T}$ , тобто спостерігається симетрія відносно повносиметричного межового циклу. На засадах простих асиметричних неторкань утворюються асиметричні кола межових циклів виходу.

Всі багаторазові випадки торкання утворюються на засадах простих циклів. Варіантів таких циклів існує п'ятнадцять. Перший з них – повносиметричний межовий цикл за умови  $T = \bar{T}$ , а швидкість входу та виходу -  $k_n V_p$ .

Наступні шість багаторазових цикли утворені на засадах первинних простих торкань (неторкань) і мають відповідні назви:

- відскочне багаторазове торкання;
- асиметричне багаторазове торкання;
- відтяжне багаторазове торкання.

Шість їх утворюється тому, що існує різниця у часі, яка утворює з трьох різновидів шість симетричних.

Відповідно до цієї класифікації є зв'язок з точністю отримання моменту торкання та не торкання і, як наслідок, координати. Перевагу слід надати тим випадкам, коли  $T \rightarrow \min$ ,  $\bar{T} \rightarrow \min$  при  $k_i V_p \rightarrow \min$ . Якщо це не задовольняє з огляду на швидкість, то перевага надається системам з мінімальним часом торкання -  $T$ . Загальна кількість способів торкання – двадцять один, які мають властивості взаємоперетворення.

## 5.7 Рух інструмента в умовах “присутності” коло деталі

Все, що розглянуто вище, стосувалося ситуації, коли є відсутність зони присутності при торканні. З цього слідує висновок, що усі ці випадки стосуються не тільки торкання твердих тіл.

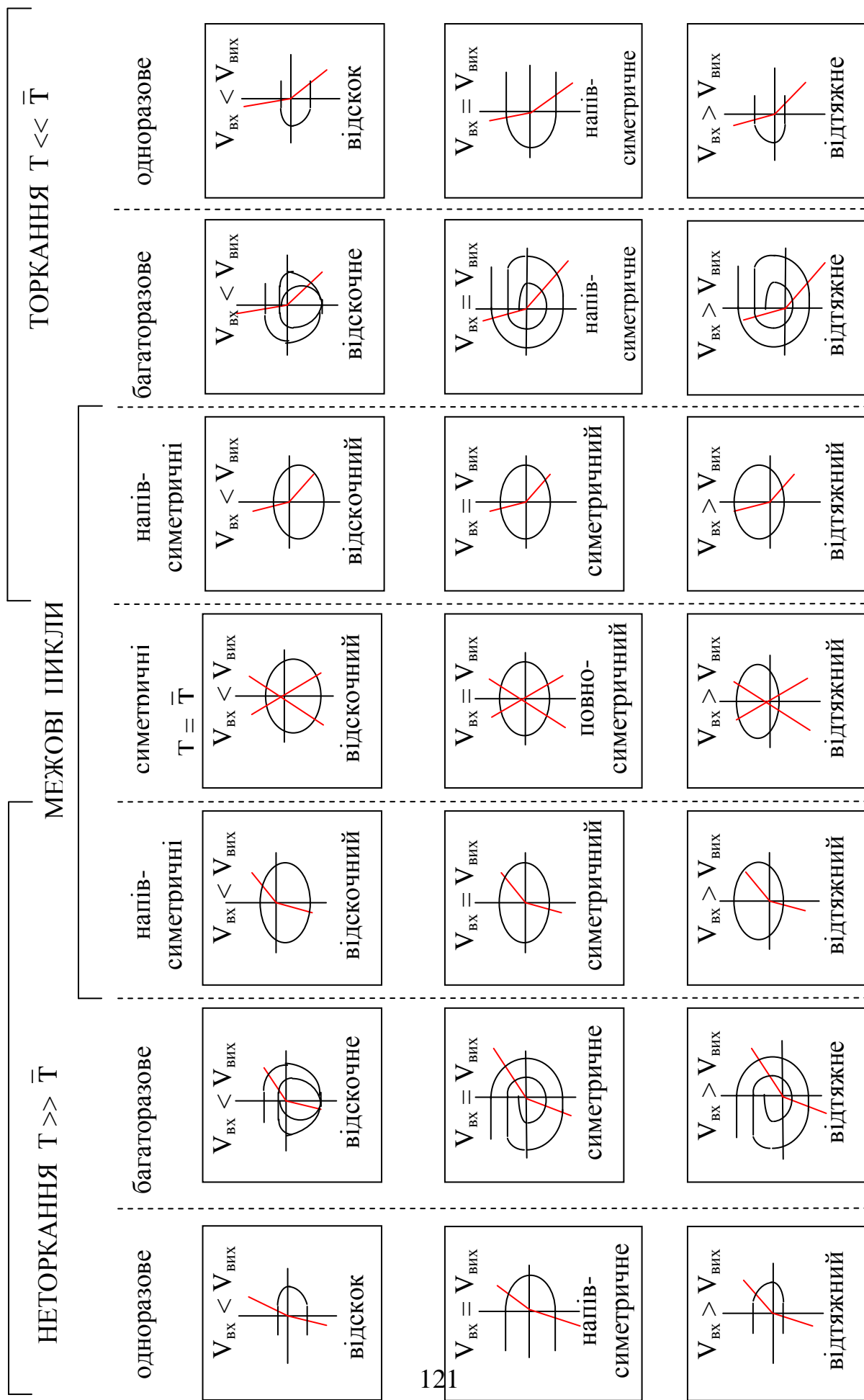
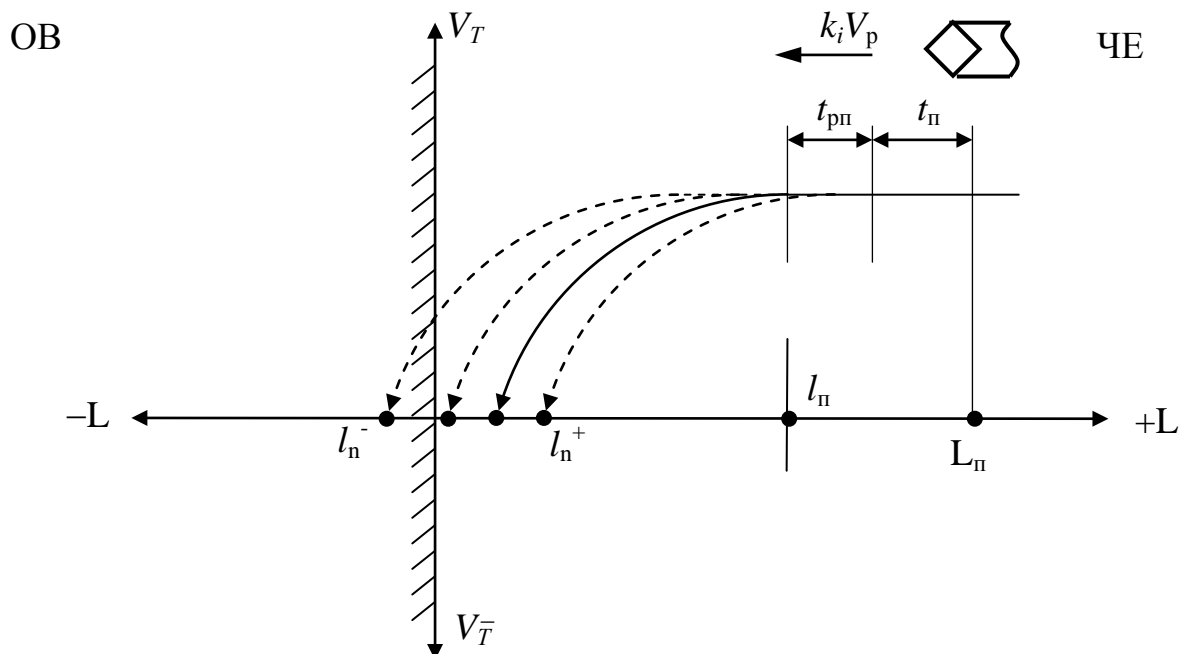


Рис. 5.12. Загальна класифікація класичних способів торкання (неторкання) АС

Оскільки всі зони присутності відносяться до м'яких та аморфних тіл, чутники повинні мати велику чутливість [22] для можливості орієнтування у зоні. Характер зростання потужності зони не дуже великий у порівнянні з твердим тілом. У такому випадку час  $T_n$  має певну нестабільність або збільшеність у порівнянні з часом  $T$ . Це, в свою чергу, накладає похибку на визначення зовнішньої координати  $L_n$  зони присутності і, як наслідок, різні варіанти розвитку процесу торкання.



122

Перший варіант наближається до ідеального, тобто ЧЕ після гальмування опиняється у координаті  $l_I^+$ , у безпосередній близькості до ОВ (рис. 5.14). Шлях та час, необхідні для виконання руху по такій траєкторії, мають вигляд:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_n + \frac{k_i^2}{2} L_{rp} + \frac{k_n^2}{2} L_{rp} + k_n V_p t_{cn} + \mathbf{Z}^n(l_m) \\ T_{\Sigma} = T_n + \frac{k_i}{\sqrt{2}} T_{rp} + \frac{k_n}{\sqrt{2}} T_{rp} + k_n t_{cn} + \mathbf{Z}^n(t_m). \end{cases} \quad (5.117)$$

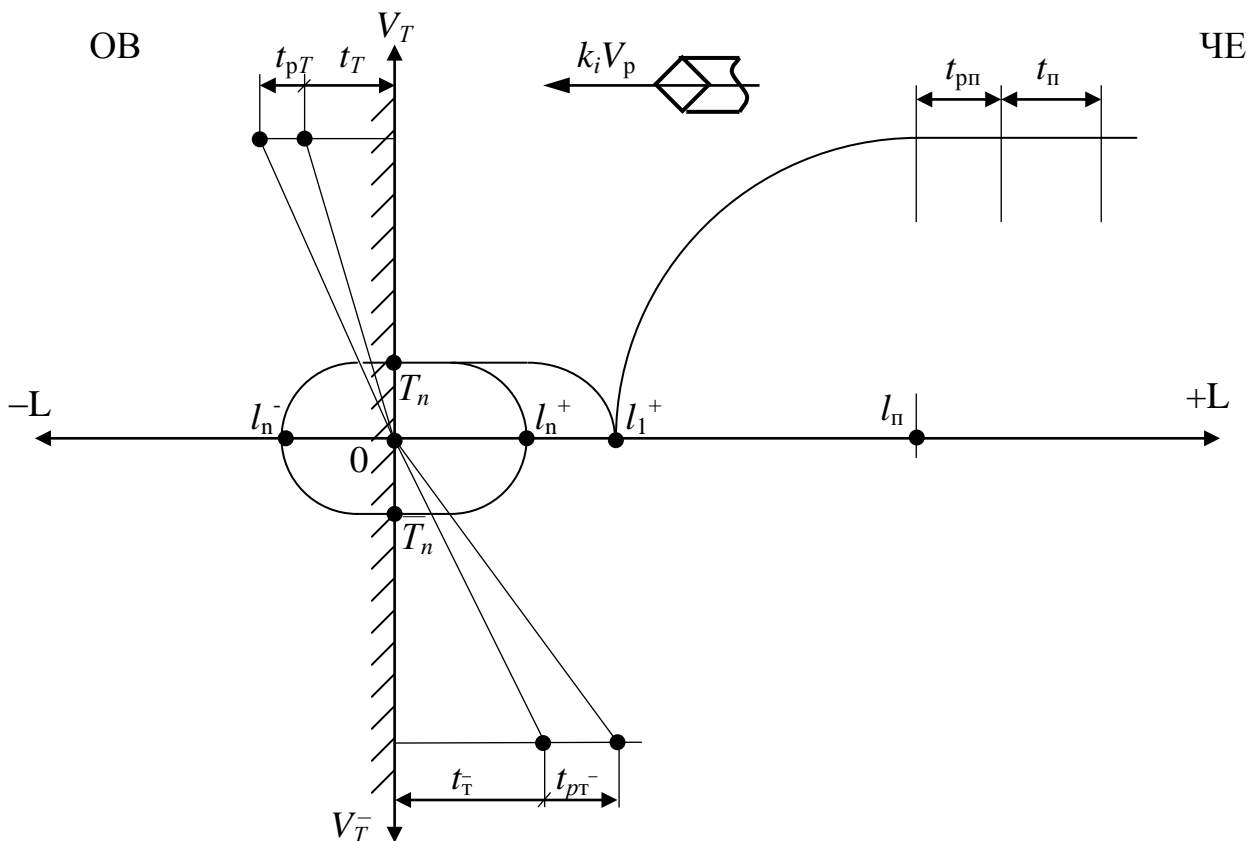


Рис. 5.14 Діаграма входження у торкання ( $l_1^+ > l_n^+$ )

Члени рівнянь  $k_n V_p t_{cn}$  та  $t_{cn}$  утворюються за наявності визначення похибки у  $L_n$  і існують за умови, що  $l_1^+ > l_n^+$ . Тобто при наближенні  $l_1^+$  до  $l_n^+$  система потрапляє в один з ідеальних варіантів входження до межового кола (рис. 5.15). При умові, що  $l_1^+ = l_n^+$ , рівняння шляху та часу приймають вигляд

$$\begin{cases} L_\Sigma = k_i V_p T_n + \frac{L_{rp}}{2} (k_i^2 + k_n^2) + k_n V_p \bar{T} + \sum^n (l_m) \\ T_\Sigma = T_n + \frac{T_{rp}}{2} (k_i + k_n) + k_n \bar{T} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.118)$$

Це були ідеальні ситуації за умови, що  $l_1^+ > l_n^+$ . Але за таких умов існують і неідеальні ситуації. Вони можуть бути наступні:

- коли ЧЕ входить у торкання з відтяжкою;
- коли ЧЕ входить у симетричне або асиметричне торкання.

При торканні з відтяжкою швидкість ЧЕ більша за  $k_n V_p$ , але по виходу воно має швидкість  $k_n V_p$  (рис. 5.16). У такому випадку шлях та час, необхідні для виконання цього руху ЧЕ, набувають вигляду:

$$\begin{cases} L_\Sigma = \frac{L_{rp}}{2} (k_i^2 + 2k_2^2 + k_n^2) + V_p (T_n + k_2 t_{cn} + k_2 T + k_n t_{cb}) + \sum^n (l_m) \\ T_\Sigma = \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_2 + k_n) + T_n + t_{cn} + T + t_{cb} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.119)$$

У випадку, коли ЧЕ після гальмування і наступного розгону до швидкості  $k_2 V_p$  входить у симетричне або асиметричне торкання, рівняння набувають вигляду (рис. 5.17):

$$\begin{cases} L_\Sigma = \frac{L_{rp}}{2} (k_i^2 + 4k_2^2 + k_n^2) + V_p \left[ k_i T_n + k_2 (t_{cn1} + 2T + \bar{T}) + k_n t_{cn2} \right] + \sum^n (l_m) \\ T_\Sigma = \frac{T_{rp}}{\sqrt{2}} (k_i^2 + 4k_2^2 + k_n^2) + T_n + t_{cn1} + 2T + \bar{T} + k_2 t_{cn2} + \sum^n (l_m). \end{cases} \quad (5.120)$$

Наступний випадок стосується умов, коли ЧЕ зупиняється у межах траєкторії межового циклу. Але подальші дії мають екстремальний (аварійний) характер (рис. 5.18). У такому випадку швидкість входження є надвеликою.

За цих умов рівняння мають вигляд:

$$\begin{cases} L_\Sigma = k_2^2 L_{rp} \left( k_i^2 + \frac{k_2 T_{rp} + \bar{T} + T}{T_{rp}} + k_n^2 \right) + V_p (k_i T_n + k_2 \bar{T} + k_2 t_{cb} + k_n t_{cn}) + \sum^n (l_m) \\ T_\Sigma = \sqrt{2} k_2^2 T_{rp} \left( k_i + \frac{k_2 T_{rp} + \bar{T} + T}{T_{rp}} + k_n \right) + T_n + \bar{T} + t_{cb} + t_{cn} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.121)$$

У цих рівняннях є звісне припущення, яке полягає в тому, що траєкторія руху з координати  $l_n^+$  до  $l_1^-$ , або сума  $l_n^+ + l_1^-$  приблизно обчислюється з

достатньою точністю через пропорційне співвідношення у часі, тобто:

$$l_1^- + l_n^+ = k_2^2 L_{\text{гр}} \frac{k_n T_{\text{гр}} + \bar{T} + T}{T_{\text{гр}}}, \quad (5.122)$$

де час  $k_n T_{\text{гр}} + \bar{T} + T$  є часом, необхідним для появи рішення про гальмування, і, як наслідок, є половиною часу для проходження відстані  $l_n^+ + l_1^-$ .

Наступний випадок торкання (рис. 5.19) виникає, коли координата  $l_1^+$  опиняється у межах інтервалу від  $l_n^+$  до  $k_n V_p \bar{T}$ , тобто:  $l_n^+ > l_1^+ > k_n V_p \bar{T}$ .

Шлях та час, який проходить у такому випадку об'єкт:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + k_n^2) + V_p (k_i T_{\text{п}} + k_n t_{\text{сп}}) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + T_{\text{п}} + t_{\text{сп}} + \sum^n (t_m), \end{cases} \quad (5.123)$$

де  $t_{\text{сп}}$  є час, залежний від похибки визначення координати  $l_n$ .

Розміри його коливань для цього випадку визначаються інтервалом від 0 до  $\bar{T}$ , тобто  $0 \leq t_{\text{сп}} \leq \bar{T}$ .

Такий випадок торкання відноситься до ідеальних, але можлива і неідеальна ситуація, котра виникає при швидкості входження у торкання більшої за  $k_n V_p$ , (рис. 5.20).

Таких ситуацій може виникнути дві:

- при торканні з симетричним виходом;
- при торканні з відтяжкою.

При симетричному виході з торкання шлях та час визначаються, як:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = \frac{L_{\text{гр}}}{2} (2k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп1}}}{T_{\text{гр}}} + k_2^2 + k_n^2) + V_p (k_i T_{\text{п}} + k_n t_{\text{сп2}}) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (2k_2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп1}}}{T_{\text{гр}}} + k_2 + k_n) + T_{\text{п}} + t_{\text{сп2}} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.124)$$

Член рівняння  $2k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп1}}}{T_{\text{гр}}}$  знаходиться за таким же принципом, як і в

(5.112), а  $t_{\text{сп2}}$  знаходимо з умови, що:

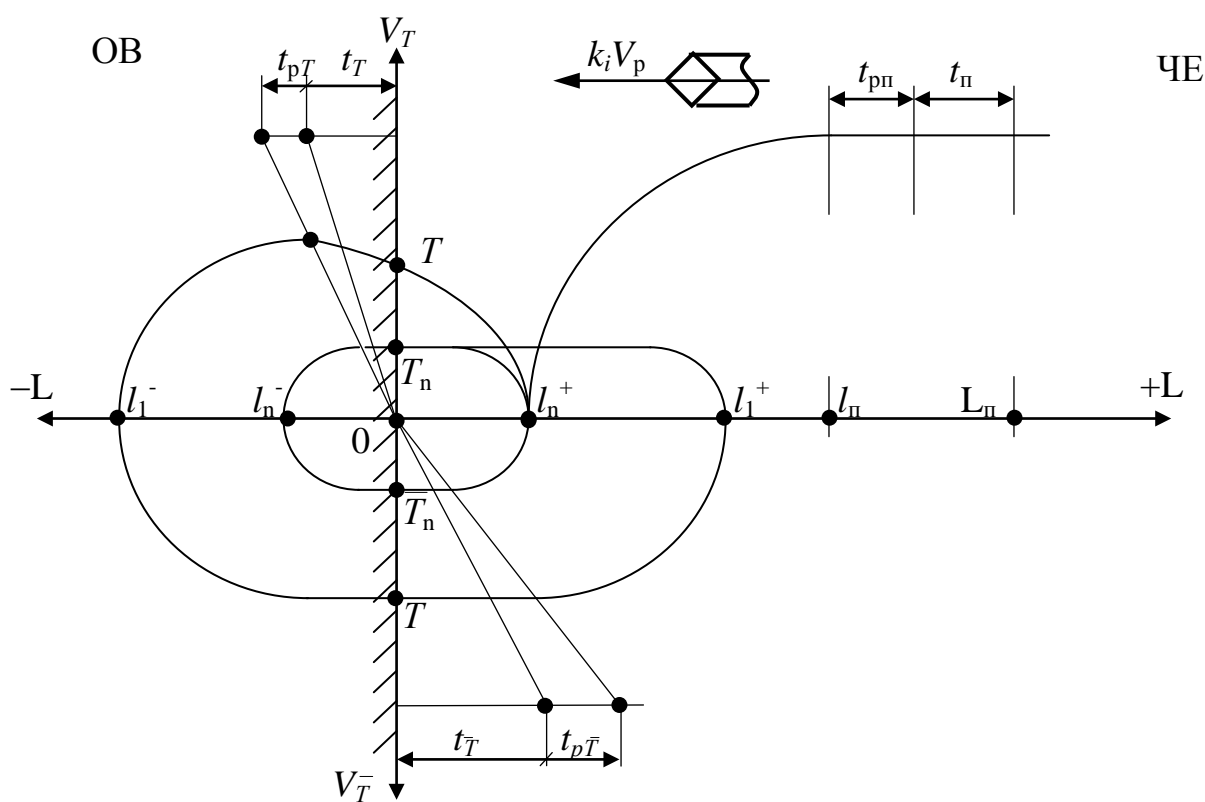
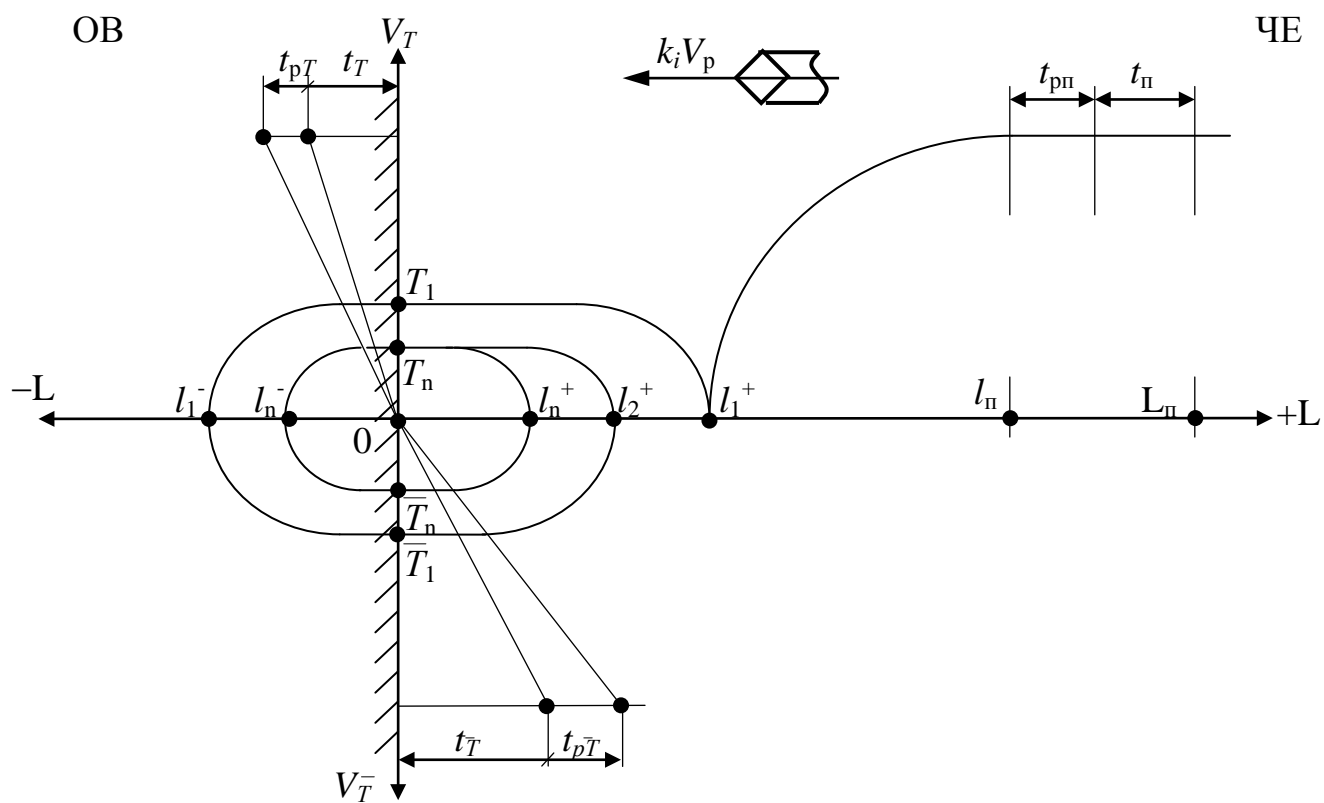
$$\frac{k_n^2 L_{\text{гр}}}{2} + k_n V_p t_{\text{сп2}} = \frac{k_2^2 L_{\text{гр}}}{2} + k_2 V_p \bar{T}, \quad (5.125)$$

звідкіля слідує, що:

$$t_{\text{сп2}} = \frac{k_2^2 T_{\text{гр}} + 4k_2 \bar{T} - k_n^2 T_{\text{гр}}}{4k_n}. \quad (5.126)$$







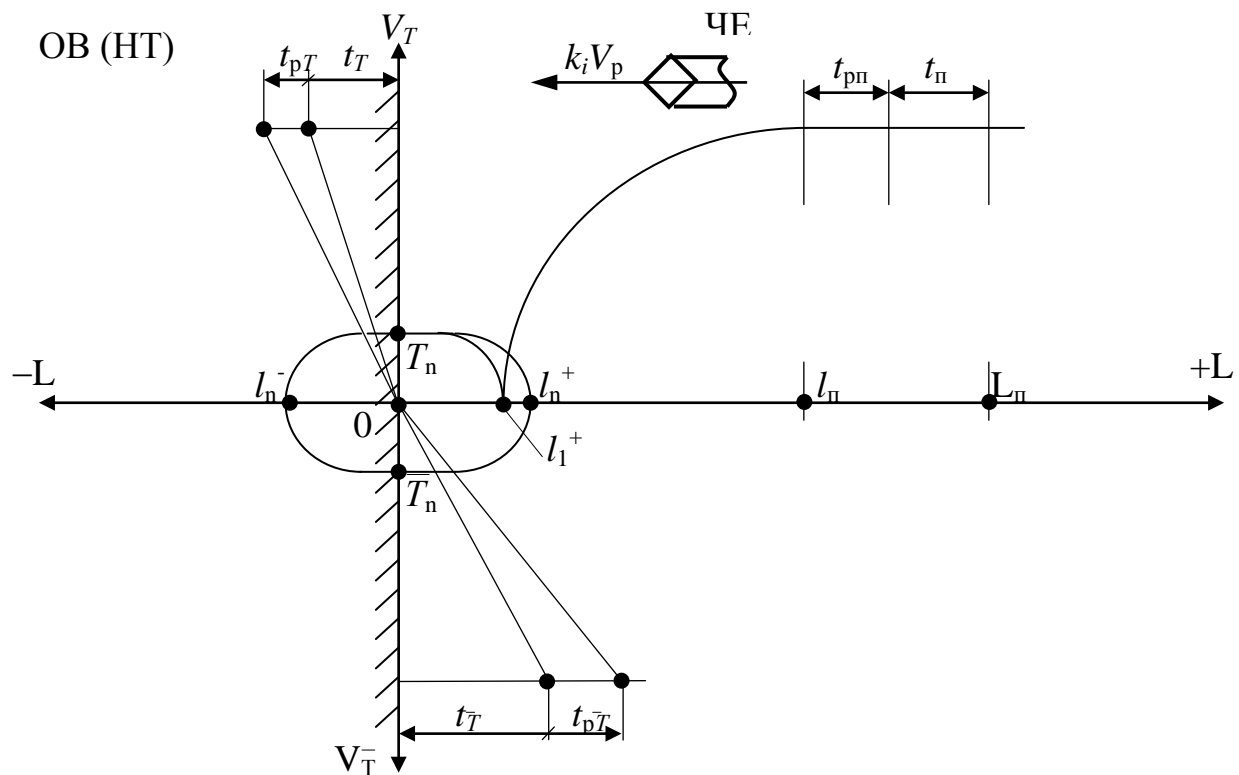


Рис. 5.19 Діаграма входження у торкання при  $l_1^+ < l_n^+$

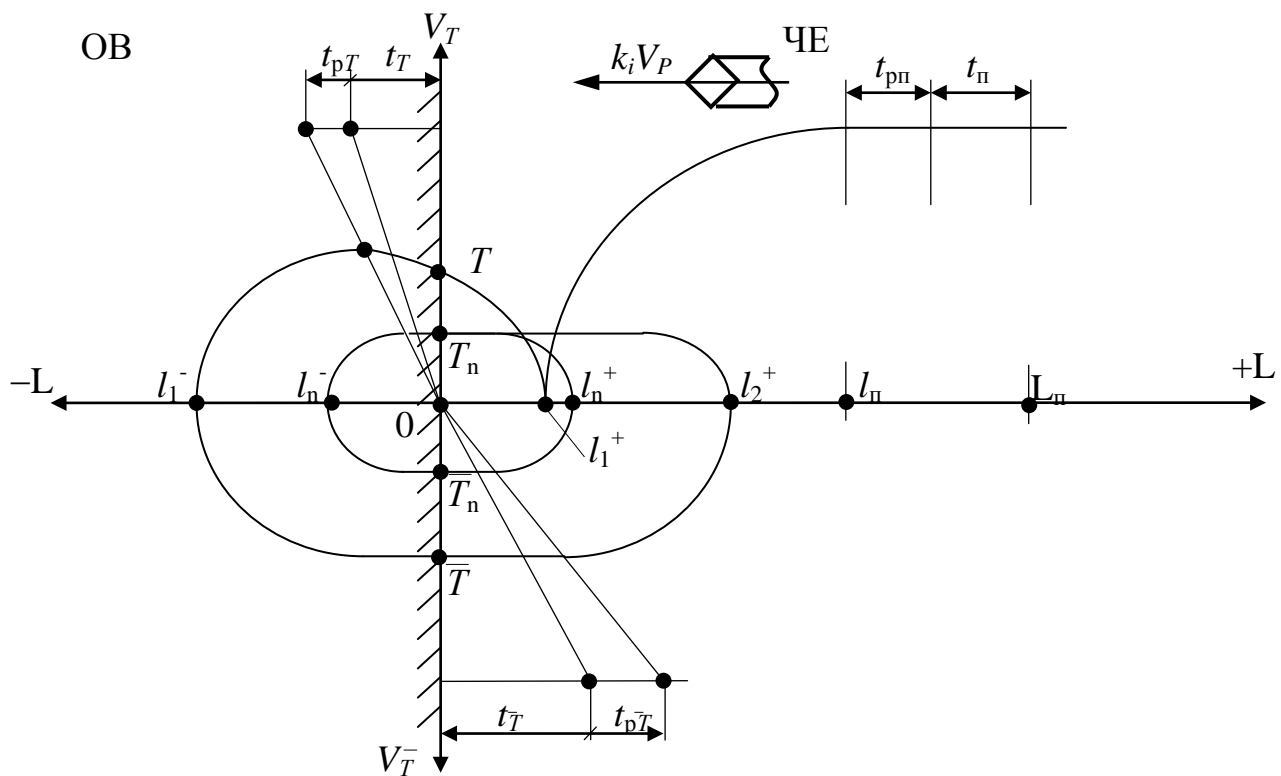


Рис.5.20 Діаграма входження у симетричне торкання при надзвичайній ситуації ( $l_1^+ < l_n^+$ )

Після підстановок  $t_{\text{сп2}}$  у (5.124) та перетворень отримуємо:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = 2k_2^2 L_{\text{гр}} \left( \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп1}}}{T_{\text{сп}}} + 1 \right) + k_i V_p T_{\text{п}} + k_2 V_p \bar{T} + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = \frac{2k_2^2}{\sqrt{2}} (T + \bar{T} + t_{\text{сп1}}) + T_{\text{гр}} \left( \frac{k_2}{\sqrt{2}} + \frac{k_2^2}{4k_n} + \frac{k_n}{\sqrt{2}} - k_n \right) + \frac{k_2}{k_n} + \sum^n (t_m), \end{cases} \quad (5.127)$$

де  $t_{\text{сп1}}$  – похибка, залежна від точності визначення відстані  $l_n$  і коливається у межах  $0 \leq t_{\text{сп1}} \leq \bar{T}$ .

При виході з торкання з відтяжкою (рис. 5.21) рівняння шляху та часу, пройденого рухомим тілом, будуть такі:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_{\text{п}} + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + 2k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп}}}{T_{\text{гр}}} + k_n^2) + k_n V_p t_{\text{св}} + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\text{п}} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп}}}{T_{\text{гр}}} + k_n) + t_{\text{св}} + \sum^n (t_m) \end{cases}, \quad (5.128)$$

де член  $2k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп}}}{T_{\text{гр}}}$  визначається з умов як і в (5.112), а час  $t_{\text{св}}$ , необхідний

для виходу з торкання з умови рівності шляхів  $l_1^-$  (при умові, що  $k_2 T_{\text{гр}} = T + \bar{T} + t_{\text{сп}}$ ):

$$t_{\text{св}} = \frac{1}{2k_n} \left[ 4k_2^2 (T + \bar{T} + t_{\text{сп}}) - k_n^2 T_{\text{гр}} \right]. \quad (5.129)$$

Після підстановки значення  $t_{\text{св}}$  у (5.128) отримується вираз:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_{\text{п}} + L_{\text{гр}} \left( \frac{k_i}{2} + 5k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп}}}{T_{\text{гр}}} \right) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\text{п}} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} \left( k_i + 5k_2^2 \frac{T + \bar{T} + t_{\text{сп}}}{T_{\text{гр}}} \right) + \sum^n (t_m) \end{cases}, \quad (5.130)$$

де  $t_{\text{сп}}$  визначається похибкою визначення координати  $l_n$  та існує в межах  $0 \leq t_{\text{сп}} \leq \bar{T}$ .

Наступний випадок у торканні з присутністю можна назвати надідеальним (рис. 5.22). Така ситуація спостерігається, за умови, що ЧЕ після зупинки у координаті  $l_1^+$  має наступну швидкість  $k_n V_p$ , а координата  $l_1^+$  задовольняє умовам:

$$l_1^+ = \frac{k_n^2 L_{\text{гр}}}{2} - k_n V_p T. \quad (5.131)$$

У такому випадку рівняння шляху та часу визначаються, як:

(5.132)

$$0 \leq l_1^+ \leq k_n^2 L_{\text{rp}} - k_n V_p T.$$
$$\left\{ \begin{aligned} L_{\Sigma} &= \frac{L_{\text{rp}}}{2} (k_i^2 + 3k_n^2) + V_p (k_i T_{\Pi} + k_n t_{\text{CB}}) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} &= \frac{T_{\text{rp}}}{\sqrt{2}} (k_i + 3k_n) + T_{\Pi} + k_n t_{\text{CB}} + \sum^n (t_m), \end{aligned} \right. \quad (5.133)$$

де час  $t_{\text{CB}}$  визначається похибкою визначення координати присутності  $l_n$  і знаходиться у межах  $0 \leq t_{\text{CB}} \leq \bar{T}$ .

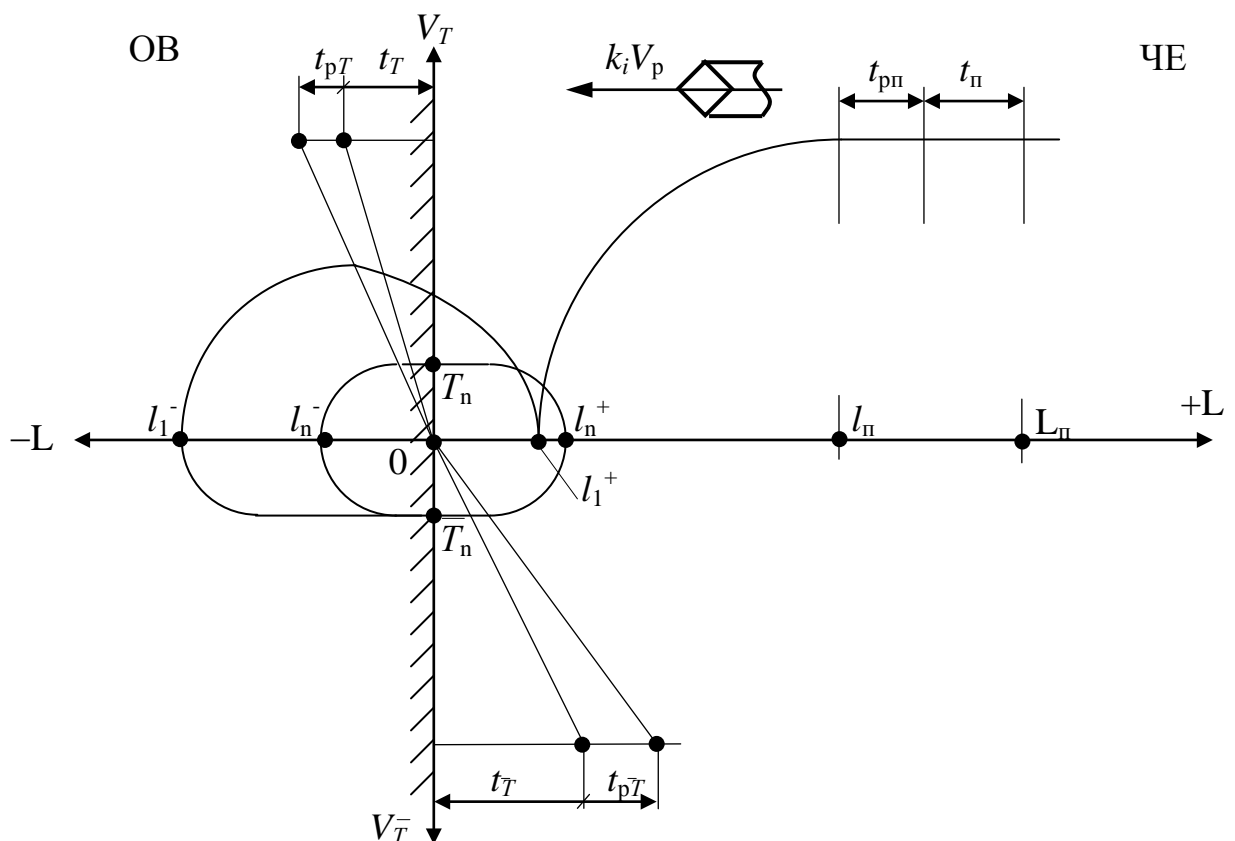


Рис. 5.21 Діаграма входження у відтяжне торкання при надзвичайній ситуації ( $l_1^+ < l_n^+$ )


$$\left\{ \begin{array}{l} L_{\Sigma} = V_p(k_i T_n + k_n t_{\text{CB}}) + L_{\text{Tp}}(k_i^2 + 3k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_n + k_n t_{\text{CB}} + \frac{T_{\text{Tp}}}{\sqrt{2}}(k_i + 3k_n) + \sum^n (t_m) \end{array} \right., \quad (5.134)$$

(5.134)

$$1_T \leq 1_T + 1_T = 1_T \quad (5.1)$$

(5.135)

$$l_1^- = \frac{k_n^2}{2} L_{\text{rp}} - k_n V_{\text{p}} T. \quad (5.136)$$

$$(5.136)$$



Ця ситуація теж відноситься до ідеальних, хоч і має дещо інший шлях та час щодо входження у межовий цикл, тобто отримуються наступні залежності:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_{\Pi} + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + \sum^n (t_m) \end{cases} \quad (5.137)$$

Якщо  $l_1^- = l_n^-$ , то рівняння приймають вигляд:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = V_p (k_i T_{\Pi} + k_n T) + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + T + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + \sum^n (t_m) \end{cases} \quad (5.138)$$

Наступний випадок у торканні з присутністю координата зупинки ЧЕ  $l_1^- > l_n^-$ , при швидкості  $k_n V_p$  (рис. 5.26).

У такому випадку шлях та час для ЧЕ мають наступний вигляд:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = V_p (k_i T_{\Pi} + k_n t_{\text{св}}) + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + t_{\text{св}} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + \sum^n (t_m) \end{cases}, \quad (5.139)$$

де час  $t_{\text{св}}$  визначається похибкою визначення координати  $l_n$ .

Якщо вихід з торкання відбувається з відтяжкою (рис. 5.27), тобто  $k_i V_p > k_n V_p$ , і наступний підхід на швидкості  $k_n V_p$ , то рівняння отримують додаткові члени з  $t_{\text{св}}$  та  $t_{\text{сп}}$ .

Звідкіля шлях та час для цього випадку:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = V_p (k_i T_{\Pi} + k_2 t_{\text{св}} + k_2 \bar{T} + k_n t_{\text{сп}}) + \frac{L_{\text{гр}}}{2} (k_i^2 + 2k_2^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + t_{\text{св}} + \bar{T} + t_{\text{сп}} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + 2k_2 + k_n) + \sum^n (t_m) \end{cases} \quad (5.140)$$

Час  $t_{\text{св}}$  з'являється при умові, що  $l_1^- > \frac{k_2^2}{2} L_{\text{гр}} + k_2 V_p T$  і є залежним від похибки в оцінці координати  $l_n$ .

Час  $t_{\text{сп}}$  вираховується з умови рівності шляхів  $l_1^+$ :

$$\begin{aligned} k_n t_{\text{сп}} V_p + \frac{k_n^2 L_{\text{гр}}}{2} &= \frac{k_2^2 L_{\text{гр}}}{2} + k_2 V_p \bar{T}; \\ t_{\text{сп}} &= \frac{k_2^2 T_{\text{гр}} + 4k_2 \bar{T} - k_n^2 T_{\text{гр}}}{4k_n}. \end{aligned} \quad (5.141)$$





Після підстановки  $t_{\text{сп}}$  у (5.140) та перетворень отримуємо:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_{\Pi} + k_2 V_p (t_{\text{св}} + 2\bar{T}) + L_{\text{гр}} (k_i^2 + 3k_2^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + t_{\text{св}} + 2\bar{T} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + 3k_2) + \sum^n (t_m) \end{cases} \quad (5.142)$$

Окрім вище зазначених випадків існують способи крокування. У такий спосіб (рис. 5.28) ЧЕ гальмує свою швидкість до нуля у координаті  $l_1^+$ . Надалі він рухається кроками, розмір якого дорівнює  $k_{\kappa}^2 L_{\text{гр}}$ . За кожного кроку йде перевірка на наявність торкання, і тільки після того ЧЕ має можливість руху у належному напрямку, тобто комбінує з рис. 5.6.

За таких умов шлях та час, який проходить ЧЕ до торкання:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = k_i V_p T_{\Pi} + \frac{L_{\text{сп}}}{2} (k_i^2 + N_k k_{\kappa}^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = T_{\Pi} + \frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}} (k_i + N_k k_{\kappa}) + \sum^n (t_m) \end{cases}, \quad (5.143)$$

де  $N_k$  – необхідна кількість кроків для подолання відстані  $l_1^+$ .

Для надійного визначення торкання кількість кроків  $N_k$  повинна задовольняти умові:

$$l_1^+ \leq k_{\kappa}^2 L_{\text{гр}} (N_k - 1). \quad (5.144)$$

При цьому гарантована різниця у півкроку  $k_{\kappa}^2 L_{\text{гр}}/2$  повинна задовольняти умові чутливості чутників за відстанню і визначається кількістю кроків, як:

$$N_k = \left\lceil \frac{l_1^+}{k_{\kappa}^2 L_{\text{гр}}} \right\rceil. \quad (5.145)$$

Якщо ЧЕ рухається у “пошуку”, то при крокуванні він може відпрацювати крок пошуку (рис. 5.29). Сутність цього кроку полягає в тому, що ЧЕ робить два кроки вперед і один назад. Підконтрольним торканню кроком в такому разі є другий. Загальна довжина цього кроку та необхідний час:

$$\begin{cases} L_{\kappa} = 2k_{\kappa}^2 L_{\text{гр}} \\ T_{\kappa} = 2k_{\kappa} T_{\text{гр}} \end{cases}. \quad (5.146)$$

Головний недолік такого руху це те, що існує програш у пройденій відстані. Якщо у попередньому випадку для подолання якоїсь відстані необхідно зробити  $N$  кроків, то для кроку “пошуку” зробити  $3(N_k-1)+1$  крок. Застосування такого кроку виправдовує себе за умов великої обережності у русі, коли руйнівне торкання не припустиме.

У випадку руйнівного торкання, тобто коли воно відбувається у визначених межах діють зовсім інші закономірності, які будуть розглянуті у наступній роботі.



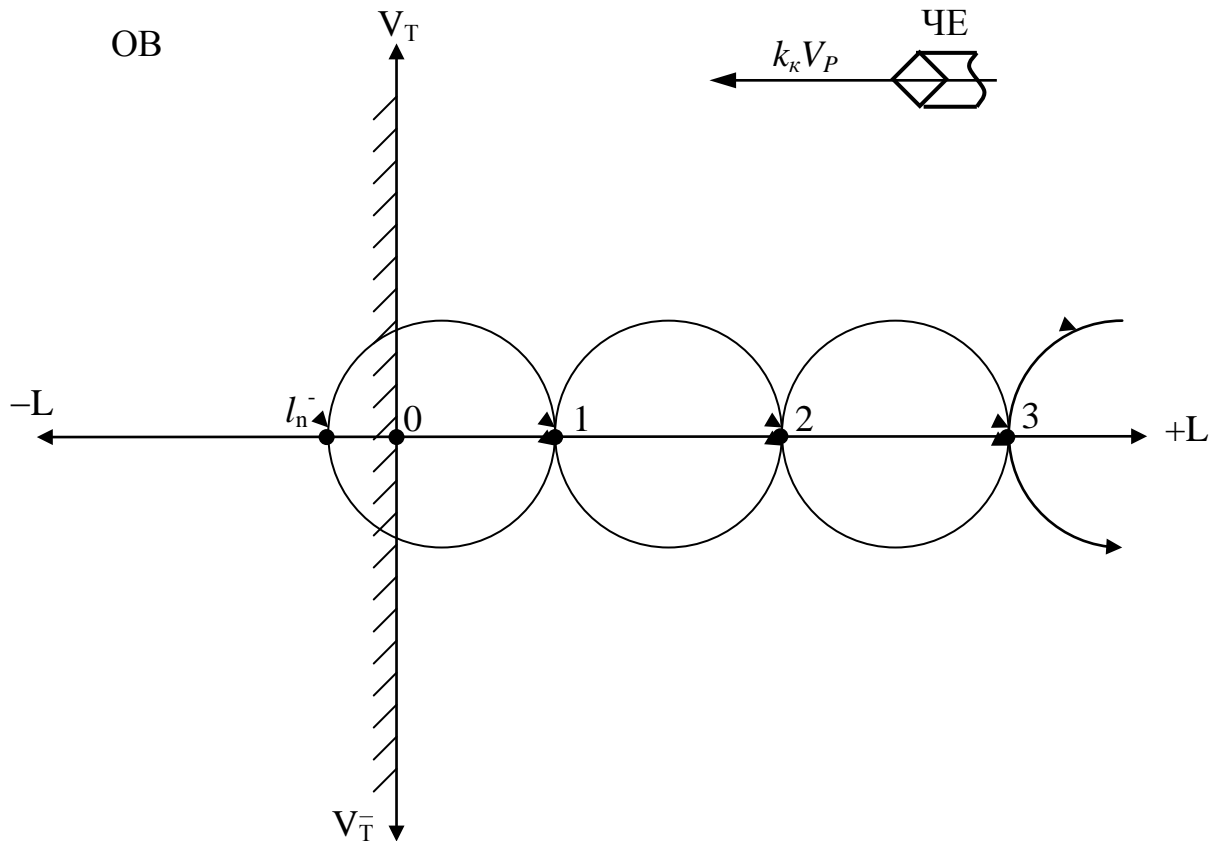


Рис.5.29 Діаграма входження у торкання при застосуванні крок-пошуку

## 5.8 Багатоточкове торкання

Все, що було попередньо розглянуто, стосувалось моноточкового торкання у одній точці поверхні з постійними координатами у просторі. Але у загальному випадку таке торкання є поодиноким дією, яка не має можливості визначити розташування ОВ у просторі і не може визначити його розмірні параметри. Для цього необхідно провести кілька десятків, сотень, а може й тисяч торкань. Тому для цього мають використовуватися один, або декілька ЧЕ, які поступово або одразу торкаються поверхні ОВ. При таких задачах існує кілька способів руху, але в засаді таких рухів лежать прості крок-рухи і торкання одного чутника по поверхні. Довжина такого кроку є відстань між точками торкання. Загальна довжина шляху, який проходить ЧЕ від торкання до торкання складається з суми шляхів по двох і трьох координатах. Різновиди лінійного руху у двох координатах (рис. 5.30) лежать у основі всіх інших видів руху ЧЕ до поверхні ОВ.

Перший варіант найпростішого кроку вимірювання має вигляд прямокутника (рис.5.30а), який своїми кутами спирається на точки вимірювання. Його висота над поверхнею визначається відстанню відходу ЧЕ від поверхні ОВ. Відстань відходу від поверхні може бути за розмірами, як  $l_n^+$ ,

так і  $l_1^+$ . Всі інші випадки відходу задовольняють цим двом величинам. Отже, у випадку відходу на відстань  $l_n^+$  ЧЕ відтворює рух відходу:

$$\begin{cases} L_y(l_n^+) = k_n V_p \bar{T} + \frac{k_n^2}{2} L_{гр}; \\ T_y(l_n^+) = \bar{T} + \frac{k_n}{\sqrt{2}} T_{гр}. \end{cases} \quad (5.147)$$

$$\text{Довжина кроку при такому русі становить } l_{кр} = 2L_{гр} + l_{дкр}. \quad (5.148)$$

Відстань по координаті “X” формується за умови необхідності шляху розгону та гальмування у розмірі  $L_{гр}$ , та додаткового шляху  $l_{дкр}$ , руху з постійною швидкістю  $k_i V_p$ . Загальний шлях та час, котрий проходить ЧЕ при такому кроку:

$$\begin{cases} L_{\Sigma}(l_n^+) = V_p (2k_n \bar{T} + k_i t_{дкр}) + 2L_{гр} (k_i^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma}(l_n^+) = 2\bar{T} + t_{дкр} + 2\frac{T_{гр}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.149)$$

Оптимальним шляхом у такому випадку буде шлях, при якому  $l_{дкр}=0$ , тобто :

$$\begin{cases} L_{\Sigma 0}(l_n^+) = 2k_n V_p \bar{T} + L_{гр} (k_i^2 + k_n^2) + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma 0}(l_n^+) = 2\bar{T} + 2\frac{T_{гр}}{\sqrt{2}} (k_i + k_n) + \sum^n (t_m) \end{cases}. \quad (5.150)$$

При умові виходу на координату  $l_1^+$  після торкання, ЧЕ спочатку набирає максимальну швидкість  $k_i V_p$ , а потім гальмується до  $V_i = 0$  по цій координаті.

За цих умов шлях  $l_1^+$  та час матиме вираз:

$$\begin{cases} L_y(l_1^+) = k_n V_p \bar{T} + L_{гр} k_n^2 \\ T_y(l_1^+) = \bar{T} + \frac{k T_{гр}}{\sqrt{2}} \end{cases}, \quad (5.151)$$

де коефіцієнт швидкості  $k = k_i - k_n$  є коефіцієнтом, необхідним для виходу на координату  $l_1^+$ .

По координаті “X” відтворюється рух:

$$\begin{cases} L_x(l_1^+) = k^2 L_{гр} + l_{дкр} \\ T_x(l_1^+) = \frac{2k T_{гр}}{\sqrt{2}} + t_{дкр} \end{cases}. \quad (5.152)$$

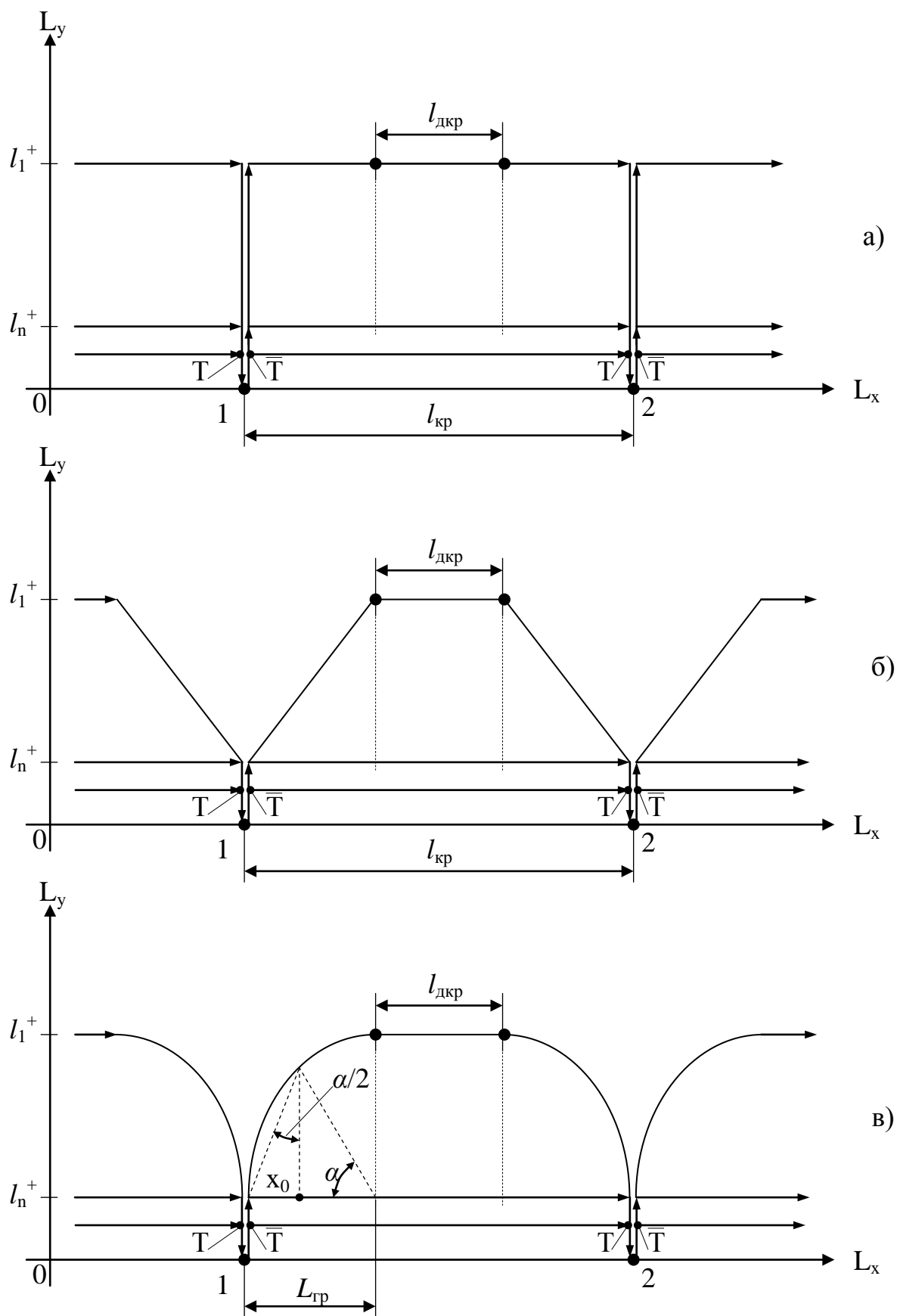


Рис.5.30 Способи лінійного крокування, де: а – прямокутний крок; б – трапецеїдальний крок; в – півколовий крок

Загальний шлях та час, необхідний ЧЕ для подолання цієї відстані (траєкторії) буде:

$$\begin{cases} L_{\Sigma}(l_l^+) = L_{\text{гр}}(2k_i^2 - k_n^2) + V_p(2k_n\bar{T} + t_{\text{дкр}}) + \sum^n(l_m) \\ T_{\Sigma}(l_l^+) = 2\frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}}(2k_i - k_n) + 2\bar{T} + t_{\text{дкр}} + \sum^n(t_m) \end{cases} \quad (5.153)$$

При оптимальному кроці  $l_{\text{дкр}} = 0$  рівняння (3.153) отримують вигляд:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 0}(l_l^+) = L_{\text{гр}}(2k_i^2 - k_n^2) + 2k_n V_p \bar{T} + \sum^n(l_m) \\ T_{\Sigma 0}(l_l^+) = 2\frac{T_{\text{гр}}}{\sqrt{2}}(2k_i - k_n) + 2\bar{T} + \sum^n(t_m) \end{cases} \quad (3.154)$$

Такі траєкторії руху є не дуже вдалимими з того погляду, що для траєкторії по рівню  $l_l^+$  шлях та час є надто довгі, а траєкторія по рівню  $l_n^+$  є небезпечною з огляду на можливі руйнації. Тому, окрім цих траєкторій, існують більш оптимальні за шляхом та часом. Такі траєкторії більш складні у виконанні, тому що потребують одночасного руху по двох координатах. Першим таким варіантом спрощеного руху по двох координатах (рис. 5.30б) є рух, коли:

- по координаті “Y” йде розгін і гальмування до виходу на координату  $l_l^+$ ;
- по координаті “X” йде розгін до швидкості  $k_i V_p$ , а потім гальмування з виходом на координату точки торкання.

За таких умов траєкторія має трапецеїдальний вигляд, а проекція шляху на координатну систему є:

$$\begin{cases} L_y = k_n V_p \bar{T} + k^2 L_{\text{гр}} \\ L_x = k^2 L_{\text{гр}} \end{cases} \quad (5.155)$$

При умові, що  $k = 1 - k_n$  рівняння (5.154) набувають вигляду:

$$\begin{cases} L_y = k_n V_p \bar{T} + L_{\text{гр}}(k_i - k_n)^2 \\ L_x = L_{\text{гр}}(k_i - k_n)^2 \end{cases} \quad (5.156)$$

Реальна довжина шляху розгону та гальмування визначається як:

$$L_{xy} = \sqrt{(l_l^+ - k_n V_p \bar{T})^2 + k^4 L_{\text{гр}}^2} \quad (5.157)$$

Звідкіля загальний шлях та час визначається як:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = 2\left[k_n V_p \bar{T} + (l_l^+ - k_n V_p \bar{T})^2 + k^2 L_{\text{гр}}\right] + l_{\text{дкр}} + \sum^n(l_m) \\ T_{\Sigma} = 2(\bar{T} + 2k T_{\text{гр}}) + t_{\text{дкр}} + \sum^n(t_m) \end{cases} \quad (5.158)$$

За умови відсутності  $l_{\text{дкр}}$  траєкторія руху наближається до трикутної.

Однак цей варіант кроку (траєкторія), хоч і відрізняється від попереднього більш оптимальною траєкторією, але знов-таки має її надто похилу над ОВ. З

погляду швидкості виконання кроку вона може і задовольняти, але при необхідності долати перешкоди форми ОВ вона не є задовільна. Тому існує ряд інших траєкторій, котрі є проміжними між першим (прямокутним) і другим (трапецеїдальним) варіантами. Цей варіант побудований на засадах того, що необхідно витримати з одного боку перпендикулярний відхід від поверхні (тобто по нормалі), і, по-друге, з максимальною швидкістю перейти на лінійну швидкість перегону між точками торкання. Здебільшого така траєкторія коливається у межах чверть кола, або йому подібним кривим, траєкторіям перегонів (рис. 5.30в). Для виконання руху по такій траєкторії необхідно мати функцію  $y=f(x)$ , яка наближається за своєю формою до кола. Така функція розгону та гальмування  $y=f(x)$  повинна забезпечувати максимальну швидкість  $k_i V_p$  у координаті  $L_{gp}$ .

У такому випадку вихід ЧЕ на координату  $l^+_1$  відбувається за умов:

$$\begin{cases} l^+_1 = k_n V_p \bar{T} + f(L_{gp}) \\ t_1 = \bar{T} + \frac{k_i T_{gp}}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (5.159)$$

Довжина повного шляху ЧЕ за таких умов:

$$\begin{cases} L_{\Sigma} = 2 \left( k_n V_p \bar{T} + \int_0^{T_{gp}} \sqrt{1 + [f'(x)]^2} dx \right) + l_{дкр} + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma} = 2 \left( k_n V_p \bar{T} + \frac{k_i T_{gp}}{\sqrt{2}} \right) + t_{дкр} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.160)$$

Оптимальна траєкторія, яка утворюється на засаді руху по колу матиме шлях та час:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 0} = 2k_n V_p \bar{T} + \pi k_i^2 L_{gp} + l_{дкр} + \sum^n (l_m) \\ T_{\Sigma 0} = 2\bar{T} + 2\pi k_i \frac{T_{gp}}{\sqrt{2}} + t_{дкр} + \sum^n (t_m). \end{cases} \quad (5.161)$$

Перевага такої траєкторії руху у тому, що будучи посередньою між першими двома, вона дещо програє першому варіантові (рис. 5.30а) у розмірах здоланих перешкод, але досить помітно виграє у швидкодії. У порівнянні з другим варіантом (рис. 5.30б) вона теж вигідніша, оскільки і перешкоду може здолати більш високу, і швидкодію має більш значну.

## 5.9 Загальна залежність кінематичного руху ЧЕ у торканні з ОВ

З вищерозглянутих математичних залежностей та діаграм (рис. 5.1) дуже добре видно, що існують яскраво означені закономірності, які надають можливість створити загальну залежність для всіх способів руху.

Перш ніж розробляти загальну концепцію руху при торканні необхідно

виробити обмеження на кожній спосіб. Таких обмежень існує два: обмеження по максимуму та обмеження по мінімуму параметрів руху. Для максимальних обмежень це є параметри максимальної швидкості руху –  $V_p$ , часу розгону-гальмування –  $T_{гр}$ , шляху розгону-гальмування –  $L_{гр}$ . Всі ці параметри реалізуються за коефіцієнта швидкості  $k_1 = 1$  та  $k_2$ .

Для максимальних обмежень це є мінімальна швидкість  $k_n V_p$ , часу розгону-гальмування –  $k_n T_{гр}$ , шляху розгону-гальмування –  $k_n L_{гр}$ . Всі ці параметри реалізуються за коефіцієнта мінімальної швидкості  $k_n$  та  $k_{n-1}$ .

Визначення таких обмежень спочатку розглянемо для симетричного способу руху – рис. 5.31.

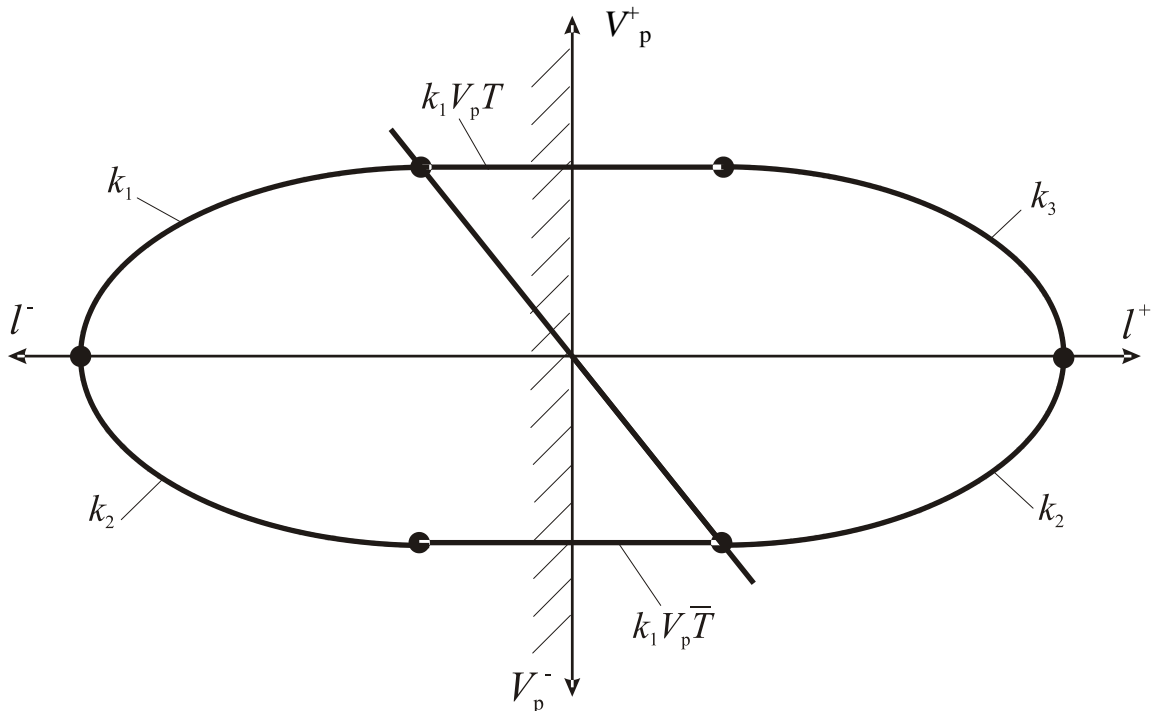


Рис. 5.31 Фазова діаграма швидкості за симетричного способу руху

Оскільки рух симетричний, то вона виконується за умови:

$$k_1 = k_2 = k_3 = 1. \quad (5.162)$$

Загальний шлях та час для одного замкненого циклу буде наступний:

- для максимальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 1}^{\max} = 4L_{гр} + 2V_p T + 2V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 1}^{\max} = 4T_{гр} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}, \quad (5.163)$$

- для мінімальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 1}^{\min} = 4k_n^2 L_{гр} + 2k_n V_p T + 2k_n V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 1}^{\min} = 4k_n T_{гр} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.164)$$

Для відтяжного руху (рис. 5.32) повинна бути виконана наступна умова для



коефіцієнтів швидкості та часу:

$$k_1 = k_3, \quad k_2 < k_1, k_3. \quad (5.165)$$

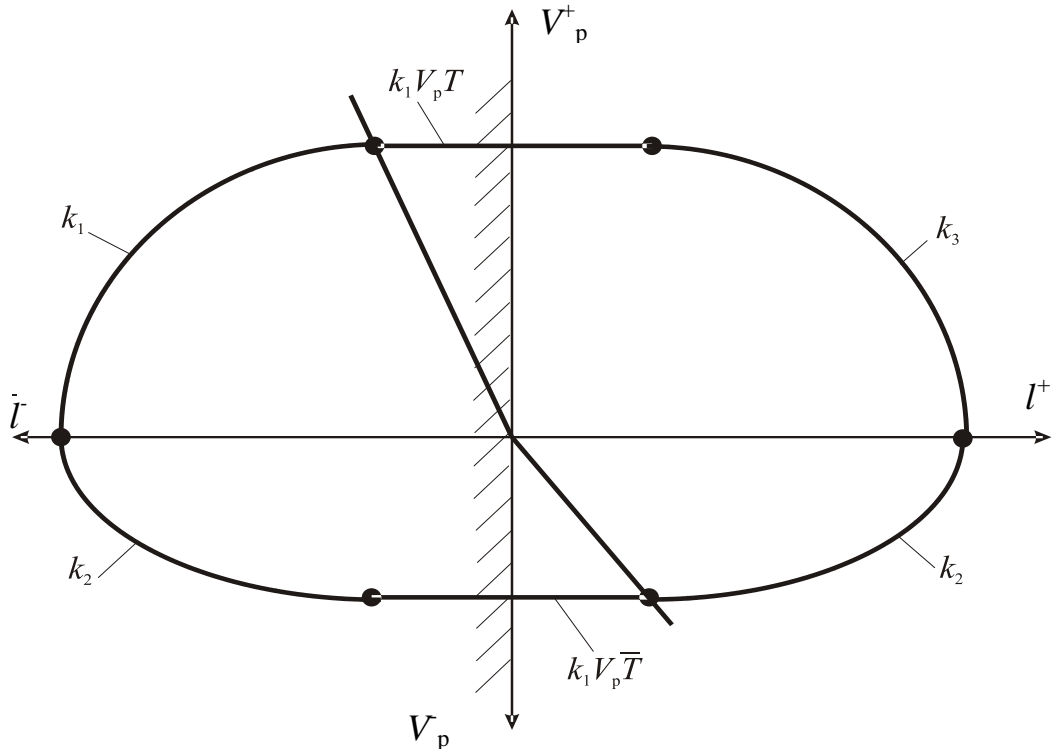


Рис. 5.32 Фазова діаграма швидкості за відтяжного способу руху

Загальний шлях та час для одного замкненого межового циклу буде наступний:

- для максимальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 2}^{\max} = 3L_{\text{гр}} + 2V_p T + k_2^2 L_{\text{гр}} + k_2 V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 2}^{\max} = 3T_{\text{гр}} + 2T + k_2 T_{\text{гр}} + \bar{T} \end{cases}, \quad (5.166)$$

- для мінімальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 2}^{\min} = 4k_{n-1}^2 L_{\text{гр}} + 2k_n V_p T + 2k_{n-1} V_p \bar{T} \\ T_{\Sigma 2}^{\min} = 4k_{n-1} T_{\text{гр}} + 2T + \bar{T} \end{cases}. \quad (5.167)$$

За цих обмежень виникає наступне, тобто коефіцієнт  $k_2$  повинен бути менший за  $k_1 = 1$  для рівнянь (5.151), а у рівняннях (5.152) коефіцієнт  $k_{n-1}$  повинен бути більший за  $k_n$ .

Беручи за основу цю тезу можна сформулювати наступні обмеження для відтяжного способу руху:

- для максимальних обмежень:

$$k_1 = 1 \quad k_2 = \frac{-\bar{T} + \sqrt{\bar{T}^2 + 4T_{\text{гр}}^2}}{2T_{\text{гр}}}; \quad (5.168)$$

- для мінімальних обмежень:

$$k_n = \sqrt{\frac{k_n^2 T_{\text{гр}} + k_n \bar{T}}{T_{\text{гр}}}}. \quad (5.169)$$

Одночасно межеве коло циклу за відтяжного способу руху накладає жорсткі обмеження на величину  $\bar{T}$  (неторкання):

$$\bar{T} = \left( \frac{k_{n-1}^2 - k_n^2}{k_n} \right) T_{\text{гр}}. \quad (5.170)$$

Звідсіля можна зробити висновок, що у такий спосіб руху більш важливим з погляду оптимальності є час виходу  $\bar{T}$  ніж час входження у торкання  $T$ . Час, який витрачається на визначення торкання  $T$ , може обиратися у широкому інтервалі, але бажано, щоб він мав мінімальне значення.

Для руху з відскоком (рис. 5.33) (межовий цикл) повинна виконуватися наступна умова для коефіцієнтів руху та часу:

$$k_1 = k_3; \quad k_2 > k_1, k_3. \quad (5.171)$$

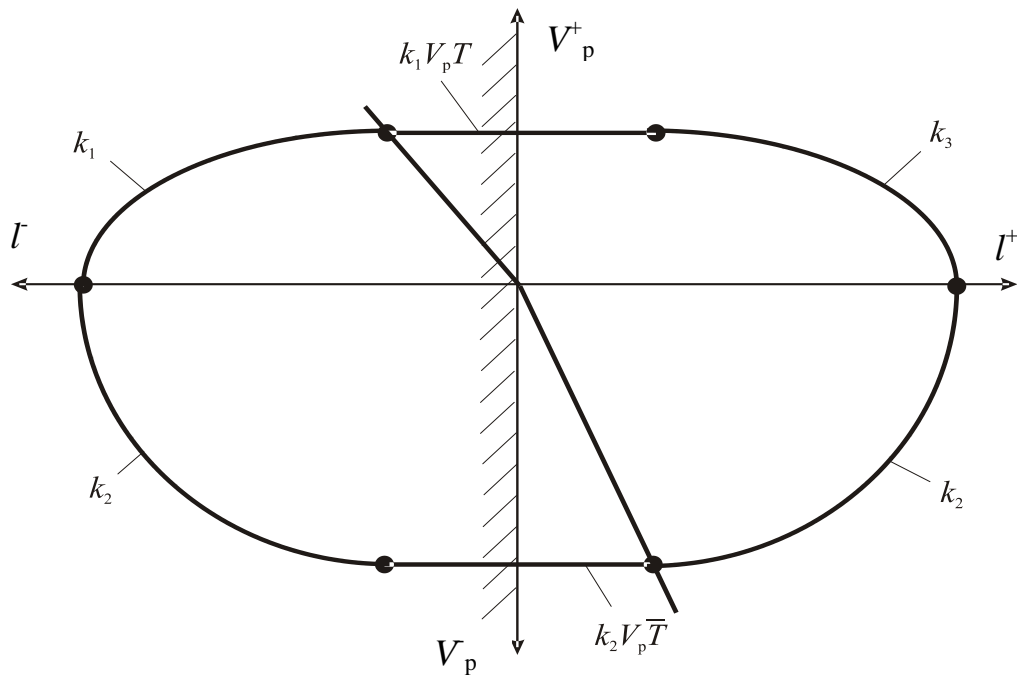


Рис. 5.33 Фазова діаграма швидкості за способу руху з відскоком (межовий цикл)

Загальний шлях та час для одного замкненого кола межового циклу має наступний вигляд:

- для максимальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 3}^{\max} = 4L_{\text{гр}} \\ T_{\Sigma 3}^{\max} = 2T_{\text{гр}} + 2k_1T + 2\bar{T} \end{cases}, \quad (5.172)$$

• для мінімальних обмежень:

$$\begin{cases} L_{\Sigma 3}^{\min} = 4k_{n-1}^2 L_{\text{гр}} \\ T_{\Sigma 3}^{\min} = 2k_{n-1}T_{\text{гр}} + 2k_nT_{\text{гр}} + 2k_nT + \frac{k_{n-1}^2}{k_n}\bar{T} \end{cases}. \quad (5.173)$$

З цих обмежень видно, що існує мінімальне значення коефіцієнту  $k_{n-1}$ , який не може бути менший за  $k_n$ . У супротивному випадку буде порушено спосіб руху. Це ж саме стосується і максимальних обмежень, де коефіцієнт  $k_1$  може лише наближатися до значення одиниці, але ні в якому разі не приймати його. Для максимальних обмежень величина  $k_1$  визначається як:

$$k_1 = \frac{\sqrt{4T_{\text{гр}}^2 + T^2} - T}{2T_{\text{гр}}}. \quad (5.174)$$

Із залежності (5.174) добре видно, що основний вплив на вибір коефіцієнту  $k_1$  має час входження у торкання  $T$ .

Для мінімальних обмежень коефіцієнт  $k_{n-1}$  повинен бути не менше за  $k_n$ , тобто:

$$k_n = \sqrt{\frac{k_n^2 T_{\text{гр}} + k_n T}{T_{\text{гр}}}}. \quad (5.175)$$

Із залежності (5.175) добре видно, що основний вплив на величини коефіцієнта  $k_{n-1}$  має час на входження у торкання  $T$ . Із залежності (5.175) також виникає жорстке обмеження для часу  $T$ , а саме:

$$T = \left( \frac{k_{n-1}^2 - k_n^2}{k_n} \right) T_{\text{гр}}. \quad (5.176)$$

З усього вищерозглянутого добре видно, що з трьох засадних способів торкання обмеження на час  $T$  та  $\bar{T}$  накладається лише на відскочний та відтяжний. Окрім того, необхідно звернути увагу на те, що визначення у часі стосується входу та виходу з торкання. Як наслідок це доводить, що для чутливих елементів в СКТ важливою є чутливість до зміни середовища. До того ж, чим більше різниця між середовищами, тим вище точність визначення поверхні. З іншого боку, це доводить те, що можливі потужності фізичних законів на поверхні впливають на точність визначення координати. Звідсіля висновок: чим менш потужна поверхня у своїх фізичних проявах на обраному інтервалі, тим менше точність визначення її координати.

Після розгляду можливих обмежень стосовно руху є можливість визначитися з основними параметрами руху при багаторазовому торканні та вивести загальну залежність для всіх способів руху. При розгляді цього процесу

необхідно зауважити, що кінцевим параметром такого руху за будь якого способу є швидкість  $k_n V_p$  та час  $k_n T_{\text{гр}}$ .

Отже, розглядаючи послідовність руху у способі руху з відскоком (рис. 5.34) для одного циклу, є можливість записати вираз для закінчених циклів, а саме:

$$\text{Перший цикл:} \quad \begin{cases} k_{n-5}^2 L_{\text{гр}} + 3k_{n-4}^2 L_{\text{гр}} + k_{n-5} V_p T + 2k_{n-4} V_p \bar{T} \\ k_{n-5} T_{\text{гр}} + 3k_{n-4} T_{\text{гр}} + T + 2\bar{T} \end{cases} \quad (5.177)$$

$$\text{Другий цикл:} \quad \begin{cases} k_{n-3}^2 L_{\text{гр}} + 3k_{n-2}^2 L_{\text{гр}} + k_{n-3} V_p T + 2k_{n-2} V_p \bar{T} \\ k_{n-3} T_{\text{гр}} + 3k_{n-2} T_{\text{гр}} + T + 2\bar{T} \end{cases} \quad (5.178)$$

$$\text{Третій цикл:} \quad \begin{cases} k_{n-1}^2 L_{\text{гр}} + 3k_n^2 L_{\text{гр}} + k_{n-1} V_p T + 2k_n V_p \bar{T} \\ k_{n-1} T_{\text{гр}} + 3k_n T_{\text{гр}} + T + 2\bar{T} \end{cases} \quad (5.179)$$

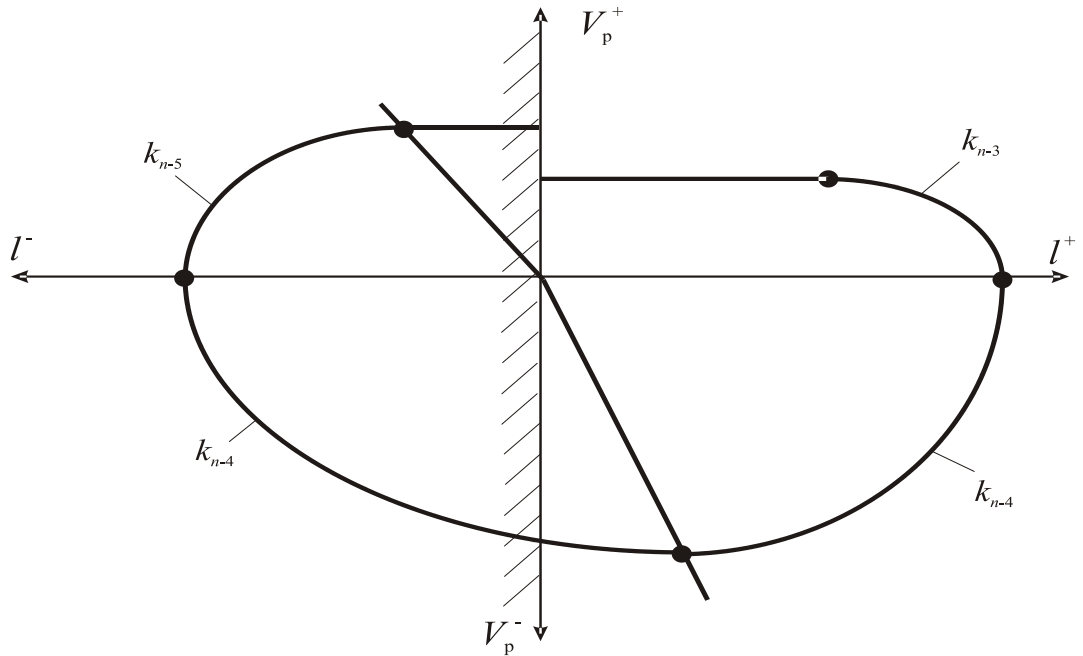


Рис. 5.34 Цикл за руху з відскоком

Якщо зробити підсумок з залежностей (5.177), (5.178) і (5.179), то матимемо наступне:

- шлях

$$\begin{aligned} & (k_{n-5}^2 + k_{n-3}^2 + k_{n-1}^2) L_{\text{гр}} + 3(k_{n-4}^2 + k_{n-2}^2 + k_n^2) L_{\text{гр}} + \\ & + (k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1}) V_p T + 2(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n) V_p \bar{T}, \end{aligned} \quad (5.180)$$

- час

$$(k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1}) T_{\text{гр}} + 3(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n) T_{\text{гр}} + FT + 2G\bar{T}, \quad (5.181)$$

де  $F$  – кількість непарних коефіцієнтів швидкості;

$G$  – кількість парних коефіцієнтів швидкості.

Для випадку, коли шлях розгону та гальмування дорівнює  $2k_{n-4}^2 L_{\text{а\delta}}$  для коефіцієнту  $k_{n-4}$ , існує залежність:

$$k_{n-4} = \sqrt{\frac{k_{n-5}^2 L_{\text{гр}} + k_{n-5} V_p T}{L_{\text{гр}}}}. \quad (5.182)$$

Наразі, якщо цей шлях не дорівнює  $2k_{n-4}^2 L_{\text{гр}}$ , тобто він є більший, то коефіцієнт  $k_{n-4}$  знаходиться з виразу:

$$k_{n-4} = \sqrt{\frac{k_{n-5}^2 L_{\text{гр}} + k_{n-5} V_p T}{L_{\text{гр}} - V_p \bar{T}}}. \quad (5.183)$$

Для симетричного способу руху матимемо наступні залежності у циклах.

$$\text{Перший цикл:} \quad \begin{cases} (k_{n-5}^2 + 3k_{n-4}^2) L_{\text{гр}} + 2(k_{n-5}^2 + 3k_{n-4}^2) V_p T + 2k_{n-4} V_p \bar{T} \\ (k_{n-5} + 3k_{n-4}) T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.184)$$

$$\text{Другий цикл:} \quad \begin{cases} (k_{n-3}^2 + 3k_{n-2}^2) L_{\text{гр}} + 2(k_{n-3} + k_{n-2}) V_p T + 2k_{n-2} V_p \bar{T} \\ (k_{n-3} + 3k_{n-2}) T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.185)$$

$$\text{Третій цикл:} \quad \begin{cases} (k_{n-1}^2 + 3k_n^2) L_{\text{гр}} + 2(k_{n-1}^2 + 3k_n^2) V_p T + 2k_n V_p \bar{T} \\ (k_{n-1} + 3k_n) T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.186)$$

Загальний висновок з (5.184), (5.185) і (5.186) є наступним:

- ШЛЯХ

$$\begin{aligned} & (k_{n-5}^2 + k_{n-3}^2 + k_{n-1}^2) L_{\text{гр}} + 3(k_{n-4}^2 + k_{n-2}^2 + k_n^2) L_{\text{гр}} + \\ & + 2(k_{n-5} + k_{n-4} + k_{n-3} + k_{n-2} + k_{n-1} + k_n) V_p T + 2(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n) V_p \bar{T}, \end{aligned} \quad (5.187)$$

- ЧАС

$$(k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1}) T_{\text{гр}} + 3(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n) T_{\text{гр}} + 2(F + G)T + 2G\bar{T}. \quad (5.188)$$

Значення кожного з коефіцієнтів  $k_{n-i}$  повинні задовольняти умові (5.162).

Для відтяжного способу руху матимемо наступні залежності у циклах:

$$\text{Перший цикл:} \quad \begin{cases} 2(k_{n-5}^2 + k_{n-4}^2) L_{\text{гр}} + 2k_{n-5} V_p T + 2k_{n-4} V_p \bar{T} \\ 2(k_{n-5} + k_{n-4}) T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.189)$$

$$\text{Другий цикл:} \quad \begin{cases} 2(k_{n-3}^2 + k_{n-2}^2) L_{\text{гр}} + 2k_{n-3} V_p T + 2k_{n-2} V_p \bar{T} \\ 2(k_{n-3} + k_{n-2}) T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases}. \quad (5.190)$$

Третій цикл:

$$\begin{cases} 2(k_{n-1}^2 + k_n^2)L_{\text{гр}} + 2k_{n-1}V_p T + 2k_n V_p \bar{T} \\ 2(k_{n-1} + k_n)T_{\text{гр}} + 2T + 2\bar{T} \end{cases} \quad (5.191)$$

Загальний висновок з (5.189), (5.190) і (5.191) є наступним:

- шлях

$$\begin{aligned} & 2(k_{n-5}^2 + k_{n-4}^2 + k_{n-3}^2 + k_{n-2}^2 + k_{n-1}^2 + k_n^2)L_{\text{гр}} + \\ & + 2(k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1})V_p T + 2(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n)V_p \bar{T} \end{aligned} \quad (5.192)$$

- час

$$2(k_{n-5} + k_{n-4} + k_{n-3} + k_{n-2} + k_{n-1} + k_n)T_{\text{гр}} + 2FT + 2G\bar{T} \quad (5.193)$$

Підсумовуючи висновки до кожного з способів руху, а саме, аналізуючи вирази (5.179), (5.180), (5.187), (5.188), (5.192), (5.193), є можливість дійти висновку, що всі способи руху можна записати у загальному вигляді, як:

- шлях

$$\begin{aligned} L_{\text{уз}} = & \left[ A(k_{n-5}^2 + k_{n-3}^2 + k_{n-1}^2) + B(k_{n-4}^2 + k_{n-2}^2 + k_n^2) \right] L_{\text{гр}} + \\ & + \left[ C(k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1}) + D(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n) \right] V_p T + E(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n)V_p \bar{T}, \end{aligned} \quad (5.194)$$

- час

$$T_{\text{уз}} = A(k_{n-5} + k_{n-3} + k_{n-1})T_{\text{гр}} + B(k_{n-4} + k_{n-2} + k_n)T_{\text{гр}} + (CF + DG)T + 2G\bar{T} \quad (5.195)$$

Значення коефіцієнтів ( $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $F$ ,  $G$ ), які задовольняють кожен з способів руху визначаються з табл. 5.1.

Таблиця 5.1 Таблиця коефіцієнтів для визначення шляху та часу за різними способами руху (торкання-неторкання)

Спосіб руху	$A$	$B$	$C$	$D$	$E$	$F$	$G$
відскочний I	1	3	1	0	1	$n$	$2n$
відскочний II	0	2	0	0	0	$n$	$2n$
симетричний	1	3	2	2	2	$2n$	$2n$
відтяжний	2	2	2	0	2	$2n$	$2n$

$n$  – кількість швидкісних переходів у русі

Користуючись виразами (5.194) та (5.195), разом з табл. 5.1 є можливість визначення руху з урахуванням дуальності поверхні. При користуванні цією системою обчислення необхідно враховувати, що відлік йде від межового циклу з швидкістю  $k_n V_p$ .

## РОЗДІЛ 6

### ПРАКТИЧНА РЕАЛІЗАЦІЯ ЗАСАД ТЕХНОЛОГІЇ ТОНТОР У МЕТАЛООБРОБЦІ

Наразі ми розглянули невеличку частину теоретичних засад технології ТОНТОР, але будь-яка теорія не працює, коли немає дослідницького підтвердження. Тому в цьому розділі розглядаються деякі аспекти застосування вищерозглянутих теоретичних розвідок та їх використання з метою отримання практичного результату. Оскільки автори працюють на теренах металообробки, то цей розділ має суто практичне застосування саме у цій галузі техніки, а ще більш конкретно - у приладобудуванні, яке потребує найвищих точностей виготовлення деталей. Звісно, що точність як один з чинників якості потребує великої уваги і, як наслідок, відповідного апаратного контролю. Оскільки у одній монографії виконати умови всеосяжності неможливо, то наприклад питання руйнуючого торкання та опис дії приладів контролю будуть винесені у окрему монографію, щоб була зрозуміла вся сутність процесу.

Незважаючи на значні досягнення у точності виготовлення як сучасних металооброблювальних верстатів, так і значного підвищення якості роботи систем CNC керування ними, останнього часу технологічний процес все ще не є замкненим. Тобто технологічний контур обробки не є замкненим. Головним чинником цієї проблеми є те, що параметри реальної деталі, яка знаходиться у технологічному просторі верстата, не співпадають з тим образом деталі та її координатами, які зберігаються у пам'яті системи CNC. Наблизити параметри реальної оброблюваної деталі до її математичного образу є головною проблемою при отриманні надвисоких точностей металообробки прецизійних деталей приладів у сучасному виробництві.

Отже питання точності є питанням максимального наближення реального виробу до його ТФ, оскільки це наближення контролюється приладами, які вже мають кінцеву точність ТО, і ступінь наближення до ТФ є прямим наслідком чутливості відчутника та вибірювальних характеристик чутника.

Авторами пропонується низка рішень щодо створення систем контролю геометрії деталі за допомогою оброблювального інструмента.

В умовах розвитку автоматизованих виробництв, тобто гнучкого виробництва й автоматичних ліній із застосуванням верстатів з CNC-системами керування особливої ваги набуває проміжний контроль параметрів стану деталі, виробничого інструмента і технологічного обладнання. Для підтримання належної якості технологічного процесу необхідно постійне спостереження за станом інструменту, параметрами деталі, верстатів та іншого технологічного обладнання.

Основними параметрами, які підлягають постійному плинному контролю, є розміри виробу та розмір зносу інструмента, а також значні відхилення цих параметрів від монотонних змін на загальному тлі. Межовий контроль виконує функції реєстрації лише аварійних ситуацій як завершеного фізичного процесу

з усіма негативними наслідками. Узагальнена кількість таких ситуацій пов'язана з наступними чинниками:

- помилки у програмуванні;
- неякісне кріплення інструмента та деталі;
- критичний знос інструмента;
- защемлення інструмента у масі деталі та його наслідкова руйнація.

Зазвичай такі ситуації призводять до руйнації інструмента, верстата і обладнання, що є надто небажаним. Наприклад, руйнації інструмента в оброблювальних центрах (ОЦ) завжди викликають руйнації шпинделя (біля 90% випадків). При середній вартості ОЦ приблизно 250 000 – 500 000 грн. вартість ремонту шпинделя становить близько 25 000 – 50 000 грн., тобто близько 10% вартості верстата, не враховуючи простій ОЦ.

Звісно, є можливість часткового уникнення надзвичайних ситуацій у металообробці, базуючись на відомих характеристиках стійкості різального інструмента і властивостях матеріалу деталі. Проте повне уникнення таких ситуацій без наявності приладів контролю стану інструмента, деталі та обладнання не є можливим.

При створенні приладів контролю стану різального інструмента і деталі виникають наступні проблеми:

- необхідність високої чутливості до змін параметрів процесів металообробки;
- необхідність високої швидкодії;
- невеликі розміри, які не заважають роботі інструмента;
- максимальна надійність;
- стійкість до забрудненого середовища у зоні металообробки.

Всі ці вимоги виникають тому, що контроль процесу за критичними випадками не є задовільним. Прилади, що контролюють межові ситуації, по-перше, є малочутливими, а, по-друге, реєструють вже завершений акт дії. Тобто, встановлення факту деякої критичної ситуації не попереджає насамперед розвиток цієї ситуації і, як наслідок, наступних руйнацій. Така структура системи контролю не задовольняє основної вимоги виробництва – попередження критичних ситуацій. У цьому випадку необхідно мати прилади високої швидкодії, які не поступаються своїм швидкісним аналізом процесу металообробки. Досягнення високих виробничих потужностей, сталої якості технологічного процесу можливо лише за умов розробки відповідних контрольно-вимірювальних чутників, підсистем та модулів загального стеження та керування процесом, яким притаманні висока точність та швидкодія у загальному колі керування процесом металообробки. Характеристики таких систем контролю повинні відповідати сучасним умовам виробництва за надійністю, енергоспоживанням, швидкодією, адаптивністю до номенклатури виробів і фізико-хімічних властивостей матеріалів.



## 6.1 Основні фізичні засади побудови електромагнетної зони присутності деталі на металооброблювальному обладнанні

У загальній кількості деталей, які надходять до технологічного процесу переважають матеріали, котрі у своєму переліку мають властивості електромагнетних речовин. Цим речовинам та їх хемічним з'єднанням притаманні і якості електропровідності, і якості концентраторів або деконцентраторів магнетного поля. У суцільному технологічному процесі обробки деталей приладів вони утримують понад 50 % від загальної кількості деталей. Як наслідок це призводить до того, що у загальнотеоретичних підґрунтях стосовно контролю технологічного процесу, необхідно орієнтуватися не так на діелектричні властивості деталі, як на ті її властивості, що стосуються електропровідності та магнетизму.

У загальному обсязі запропонованої роботи така ситуація вже розглядалася, і тому тут необхідно звернути увагу саме на ті властивості матеріалу деталі та їх взаємодії з інструментом у процесі обробки, які надають найбільший ефект з погляду контролю за станом металообробки. Найбільш потужними інформаційними параметрами таких матеріалів є їх електрофізичні та магнетні властивості, що мають опис через систему рівнянь Максвелла [22]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= j + \frac{\partial D}{\partial t}, & \operatorname{div} D &= \rho; \\ \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t}, & \operatorname{div} B &= \rho. \end{aligned} \quad (6.1)$$

де:  $H$  - напруженість магнетного поля у середовищі;

$B$  - індукція магнетного поля у середовищі;

$j$  - намагніченість середовища;

$\rho$  - електропровідність середовища;

$E$  - напруга електричного поля у середовищі;

$D$  - діелектрична властивість матеріалу середовища.

У рівняннях Максвелла, стосовно електромагнетного поля, речовина враховується через величини  $\epsilon$ ,  $\mu$ , та  $\sigma$ , які містяться у рівняннях стану, і визначаються дослідним шляхом, тобто :

$$\begin{aligned} D &= \epsilon \epsilon_0 E; \\ j &= \sigma (E + E_{\text{стр}}); \\ B &= \mu \mu_0 H. \end{aligned} \quad (6.2)$$

де електрична та магнетна сталі:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}; \\ \mu_0 &= 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,257 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma_{\text{н}}}{\text{м}}. \end{aligned}$$

Взаємодія електромагнетного поля та речовини безпосередньо зв'язана з явищами поляризації та намагнечування, заснованим на поняттях диполя молекулярних та атомних розмірів. Тому для початку розглянемо поле випромінювання елементарного диполя, індукований момент якого може бути уявлений через елемент постійної довжини  $d$ , у якому заряди змінюються за гармонічним законом з кутовою частотою  $\omega$ :

$$p(t) = q(t)d = q_0 d \sin \omega t = p_0 \sin \omega t, \quad (6.3)$$

де  $p_0$  – максимальний дипольний момент;

$q_0$  – максимальний заряд вібратора.

Цей диполь є тотожним лінійний дипольній антені довжиною  $d$ , яка збуджена струмом:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{1}{d} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{\omega p_0}{d} \cos \omega t = jS = \frac{j}{d} V, \quad (6.4)$$

де  $S$  – площа перерізу антени, а  $V = Sd$  – об'єм антени або деталі.

Комплексна амплітуда струму у цьому випадку:

$$\dot{I}_0 = j \frac{\omega}{d} \dot{p} = j \frac{\omega}{d} p_0 \quad (6.5)$$

Користуючись сказаним вище можна отримати залежність векторного потенціалу та напруженості магнетного поля:

$$A = \frac{\mu\mu_0 d}{4\pi R} i \left( t - \frac{R}{v} \right) = \frac{\mu\mu_0 \omega p_0}{4\pi R} \cos \omega \left( t - \frac{R}{v} \right),$$

$$H = \frac{p_0 v}{4\pi} \left[ \frac{\omega}{R^2 v} \cos \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) - \frac{\omega^2}{R v^2} \sin \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) \right] \frac{d \times R^0}{d} \quad (6.6)$$

Для сферичної системи координат напруженість магнетного та електричного поля:

$$H_R = 0;$$

$$H_0 = 0;$$

$$H_\varphi = \frac{p_0 v \sin \theta}{4\pi} \left[ \frac{\omega}{R^2 v} \cos \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) - \frac{\omega}{R v^2} \sin \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) \right];$$

$$E_R = \frac{p_0 \cos \theta}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0} \left[ \frac{2}{R^3} \sin \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) + \frac{2}{R^2 v} \cos \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) \right]; \quad (6.7)$$

$$E_0 = \frac{p_0 \sin \theta}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0} \left[ \left( \frac{1}{R^3} - \frac{\omega^2}{R v^2} \right) \sin \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) + \frac{\omega}{R^2 v} \cos \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) \right];$$

$$E_\varphi = 0.$$

де  $v = (\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0)^{-1/2}$  – фазова швидкість електромагнетної хвилі.

Взагалі будь-який випромінюючий пристрій має дві характерні зони – ближню та дальню [23], оскільки різниця між зонами визначається за співвідношенням відстані -  $R$  та довжини хвилі -  $\lambda$ .

Ближня зона станове найбільшу цікавість, оскільки в нашому випадку  $\frac{R}{\lambda} \ll 1$ . Окрім того, деякі джерела дають інші градації на три зони.

Тобто, якщо  $R \ll \frac{\lambda}{2\pi}$ , то це є ближня зона; а якщо  $R \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ , то це є дальня зона. Для середньої зони вважається, що  $R$  розмірно з  $\frac{\lambda}{2\pi}$  [24].

Експерименти щодо дослідження електромагнетного поля, які проводилися на металообробних верстатах, використовували діапазони  $\lambda \approx 300$  м ÷ 3000 м, що відповідає частотам від 100 кГц до 1 мГц. Для порівняння відмітимо, що максимальні розміри деталі на цей час не перевищують довжини  $\approx 12$  м (у важкому машинобудуванні), тобто це однозначно вказує на те, що у рівняннях (6.7) необхідно орієнтуватися на члени з високими порядками  $R$ , а саме:

$$\begin{aligned} H_{\varphi} &= \frac{\omega p_0}{4\pi R^2} \sin \theta \cos \omega t = \frac{I_0 d}{4\pi R^2} \sin \theta \cos \omega t; \\ E_R &= \frac{p_0}{2\pi \epsilon \epsilon_0 R^3} \cos \theta \sin \omega t = \frac{I_0 d}{2\pi \epsilon \epsilon_0 \omega R^3} \cos \theta \sin \omega t; \\ E_0 &= \frac{p_0}{4\pi \epsilon \epsilon_0 R^3} \sin \theta \sin \omega t = \frac{I_0 d}{4\pi \epsilon \epsilon_0 \omega R^3} \sin \theta \sin \omega t. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Як видно з (6.8) поле ближньої зони не має хвильового характеру. Просторовий розподіл електричного поля співпадає з розподілом статичного поля диполя, а розподіл магнетного поля підкоряється закону Біо-Савара-Лапласа. Потік енергії, що переноситься ближнім полем в середньому дорівнює нулю, оскільки електричне та магнетне поле мають відносний зсув по фазі  $90^\circ$ .

Коливальний характер руху енергії навколо джерела пояснюється тим, що в останніх рівняннях не враховується випромінювання, тобто поле випромінювання є незначним у порівнянні з квазістаціонарним полем ближньої зони.

Використання залежностей (6.8) є незручним при розгляді питань стосовно токарної обробки. Тому для цього випадку краще використовувати циліндричну систему координат.

У цій системі координат напруженість магнетного поля матиме наступну залежність:

$$H_{\varphi} = \frac{I_0 d \sin \theta}{4\pi} \left[ \frac{1}{R^2} \sin \left( \omega t - \frac{\omega R}{v} + \varphi \right) + \frac{\omega}{v R} \cos \left( \omega t - \frac{\omega R}{v} + \varphi \right) \right]. \quad (6.9)$$

З усього вищерозглянутого можна зробити висновок, що навколо деталі може існувати магнетне поле як природнього, так і штучного походження. Тому необхідно розглянути фізичне підґрунтя цього явища для АС на засадах циліндричної форми.

Зовнішнє магнетне поле АС циліндричної форми може бути імітоване циліндром з центральною віссю у напрямку координати  $Z$  (рис. 6.1). Довжина циліндра обмежена і дорівнює  $L$ . Основу циліндра розташовано у площині  $XY$ .

Радіус циліндра дорівнює  $R$ . Вздовж циліндра протікає струм:

$$j = CRz. \quad (6.10)$$

У нашому випадку необхідно визначитися з величиною магнетного поля на відстані  $b$  від центру основи.

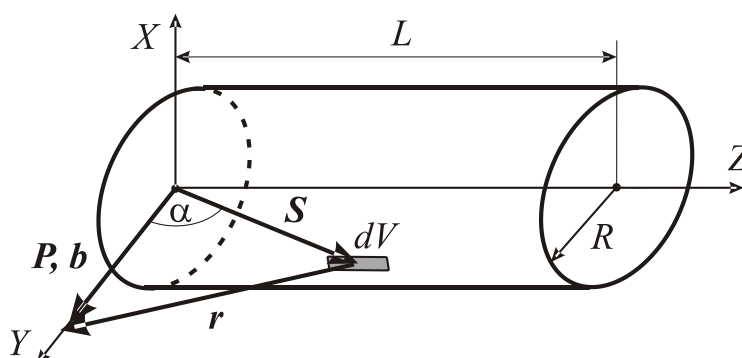


Рис. 6.1 Загальна постановка задачі при визначенні потужності магнетного поля циліндричної деталі

Поле, яке утворюється при протіканні струму по об'єму деталі може мати наступний опис:

$$\mathbf{B} = \left( \frac{\mu_0}{4\pi} \right) \cdot \frac{[\mathbf{J} \times \mathbf{r}]}{r^3}, \quad (6.11)$$

де  $\mathbf{r}$  – вектор відстані до визначеного фрагменту об'єкта, розташованого у площині  $XY$ .

Оскільки деталь має циліндричну симетричність, то є сенс перейти у циліндричну систему координат, тобто  $S, \phi$  та  $Z$ . Для зручності користуємося стандартною векторною трійкою –  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ . Стосовно довільно обраної частини циліндра об'єм фрагменту буде наступним:

$$dV = S \cdot ds \cdot d\phi \cdot dz, \quad (6.12)$$

де  $\mathbf{S} = \mathbf{i} \cdot x + \mathbf{j} \cdot y + \mathbf{k} \cdot z$ , а  $\mathbf{P} = \mathbf{j} \cdot b$

Звідкіля відповідно

$$\mathbf{r} = \mathbf{P} - \mathbf{S} = -\mathbf{i} \cdot x + \mathbf{j} \cdot (b - y) - \mathbf{k} \cdot z. \quad (6.13)$$

Значення шуканого вектора  $\mathbf{r}$  визначається як:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2bz}. \quad (6.14)$$

Оскільки необхідно зробити перехід від прямокутної системи координат  $XYZ$  у циліндричну  $S, \Psi$ , та  $Z$ , то треба зробити наступні перетворення, а саме:

$$\begin{aligned} x &= S \cdot \cos \Psi \\ y &= S \cdot \sin \Psi \\ z &= z \end{aligned} \quad (6.15)$$

З (6.15) відповідно матимемо

$$\mathbf{r} = -\mathbf{i} \cdot S \cos(\phi) + \mathbf{j} \cdot (b - S \sin(\phi)) - \mathbf{k} \cdot z \quad (6.16)$$

та

$$Z = \sqrt{z^2 + S^2 + b^2 - 2bS \sin(\phi)}. \quad (6.17)$$

Підстановка (6.16) та (6.17) у (6.11) надає наступний результат:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \int_0^\infty dz \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \int_0^R dS \cdot C \cdot S^2 \times \\ &\quad \times \frac{\mathbf{k} \times (-\mathbf{i} \cdot S \cos(\phi) + \mathbf{j} \cdot (b - S \sin(\phi)) - \mathbf{k} \cdot z)}{\sqrt{z^2 + S^2 + b^2 - 2bS \sin(\phi)}} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Добуток векторної матриці дає наступне:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & 0 & 1 \\ -S \cos \phi & b - S \sin \phi & -z \end{pmatrix} = -\mathbf{i} \cdot (b - S \sin \phi) - \mathbf{j} \cdot S \cos \phi. \quad (6.19)$$

Як наслідок з рівняння (6.18) маємо:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 C}{4\pi} \cdot \int_0^\infty dz \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \int_0^R dS \cdot S^2 \frac{-\mathbf{i} \cdot (b - S \sin(\phi)) - \mathbf{j} \cdot S \cos(\phi)}{\sqrt{z^2 + S^2 + b^2 - 2bS \sin(\phi)}}. \quad (6.20)$$

Оскільки члени рівняння (6.20) з вмістом  $\mathbf{j}$  дорівнюють нулю, то:

$$\mathbf{B}_x = \frac{\mu_0 C}{4\pi} \cdot \int_0^\infty dz \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \int_0^R dS \cdot \frac{-\mathbf{i} \cdot (b - S \sin(\phi))}{\sqrt{z^2 + S^2 + b^2 - 2bS \sin(\phi)}}. \quad (6.22)$$

Інтегрування по координаті  $Z$  призводить до виразу:

$$B_x = \frac{\mu_0 C}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \int_0^R dS \cdot \frac{S^2 (b - \sin(\phi))}{S^2 + b^2 - 2bS \sin(\phi)}. \quad (6.23)$$

Інтеграл (6.23) може бути перетворений у серію для випадку розширення у межах області  $S = 0$ . Якщо інтегрувати вираз по  $f$ , то відмінний від нуля добуток дає лише перший член рівняння.

У випадку використання координати  $\mathbf{i}$  у рівнянні (6.20) маємо можливість отримати вираз для  $B_y$ , тобто все зводиться до виразу:

$$B_z = -\frac{\mu_0 CR^3}{6b}. \quad (6.24)$$

Повна функція магнетного поля набуває вигляду:

$$B = |\mathbf{B}| = |\mathbf{B}_x| + |\mathbf{B}_y| + |\mathbf{B}_z| = f(R, b). \quad (6.25)$$

Незважаючи на те, що струм у визначеному випадку дорівнює:

$$I = \int_0^R dr \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \cdot S \cdot \mathbf{j} = \frac{2\pi}{3} CR^3. \quad (6.26)$$

Вище наведений результат зводиться до:

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi b}. \quad (6.27)$$

Це ж саме є вірним і для довгої тонкої АС.

Для з'ясування можливості застосування запропонованого математичного апарату розглянемо основні фізичні властивості деталі, інструменту та верстатів.

## 6.2 Магнетні властивості деталі, інструмента та обладнання

Низка наукових проблем щодо процесів металообробки, у тому числі і таких класичних, як висвітлені у [25, 26, 27, 28], основну увагу приділяють силовим параметрам різання металів. Електричні явища розглядаються як суто вторинне явище у вигляді термоЕРС, котра може використовуватися як додатковий параметр контролю процесу обробки. Побудувати високочутливу систему торкання інструменту до деталі на засадах цих явищ неможливо із-за вузького динамічного діапазону. Тим не менш у цих роботах зовсім не згадується про електромагнетні явища, зв'язані зі змінними струмами, що утворюються у зоні обробки і у обладнанні [29, 30]. Як було доведено у авторських роботах [4] важливою передумовою отримання високоякісного процесу торкання РІ до деталі є можливість своєчасно визначитись з відстанню між ними.

Розгляд процесу торкання стосовно металообробки вказує на те, що з усіх означених фізичних функцій найбільш ефективними (далекодійними) є функції, які підкоряються математичним законам типу  $1/X$  та  $1/X^2$ , як наприклад функції опису законів розповсюдження магнетного та електромагнетного поля.

Для отримання захисного поля навколо деталі використовуються два фізичні закони:

- закон розповсюдження магнетного поля навколо прямого провідника з електричним струмом [31 - 38]:

$$H = \frac{i}{2\pi R}, \quad (6.28)$$

де  $H$  – напруженість магнетного поля;

$i$  – струм, який проходить вздовж провідника;

$R$  – відстань від центра провідника,

- закон утворююмого магнетного поля, що утворюється на відстані  $x$  від середнього перерізу намагнеченого об'єкта [22, 39 - 41]:

$$B_x = \frac{\mu_0 r_m^2 M}{4 \left( x + \frac{1}{2} l \right)^2} - \frac{\mu_0 r_m^2 M}{4 \left( x - \frac{1}{2} l \right)^2}, \quad (6.29)$$

де  $B_x$  – магнетна індукція у перерізі на відстані  $x$  від середини намагнеченого об'єкта;

$r_m$  – радіус намагнеченого об'єкта;

$l$  – довжина намагнеченого об'єкта;

$M$  – намагніченість намагнеченого об'єкта;

$\mu_0$  – магнітна стала.

Намагніченість будь-якого матеріалу з магнетними якостями, як впливає з [42], складається з двох компонент, тобто:

$$M = M_0 + M_i, \quad (6.30)$$

де  $M_0$  – постійна намагнеченість матеріалу, яка залежить від якостей матеріалу;

$$M_i = \frac{\mu - \mu_0}{\mu \mu_0} B_i \text{ – індукована намагнеченість, котра є залежною від потужності}$$

зовнішнього поля  $H_i$ ;

$\mu$  – магнетна проникність матеріалу.

Використання першого закону (6.28) є найбільш ефективним у двох випадках:

- для деталей типу “вісь”, коли струм протікає вздовж довжини;
- для фрезерних верстатів та обробних центрів, коли збуджуючий поле струм протікає вздовж робочого столу верстата.

При застосуванні другого закону (6.29), пов'язаного з магнетним полем деталі, необхідно зауважити природність його походження, тому що намагнеченість деталі (речовини) у земному просторі є наведеною магнетним полем Землі ( $0,2 \cdot 10^{-4}$  Тл). Навіть якщо верстат не мав початкової намагнеченості, з часом під дією магнетного поля Землі така намагнеченість з'являється. Окрім того будь-який верстат знаходиться під дією особистих магнетних полів, що утворюється струмами живлення та керування. Сумарне тло поля не менше за потужність магнетного поля Землі.

Отже деталь на верстаті знаходиться під дією статичного магнетного поля. Деталі та інструменти з феромагнетиків та парамагнетиків досить сильно реагують з цими статичними полями, утворюючи навколо себе невелике поле, що “вкриває” їхню поверхню. На рис. 6.2 надано схему побудови зони присутності для деталі циліндричної форми, закріпленої у патроні токарного верстата з підтримкою у пінолі (реально див.рис. 4.14, 4.15).

Дослідження за допомогою електромагнетної системи торкання вказує на те, що незалежно від ступеню чутливості, на яку налаштовано систему чутника, існують три основних рівні напруги магнетного поля, яке створює навколо себе деталь.

Оскільки система чутника має жорсткі математичні залежності, які зв'язують між собою  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ . При цьому напруженість поля  $H_1$  відповідає

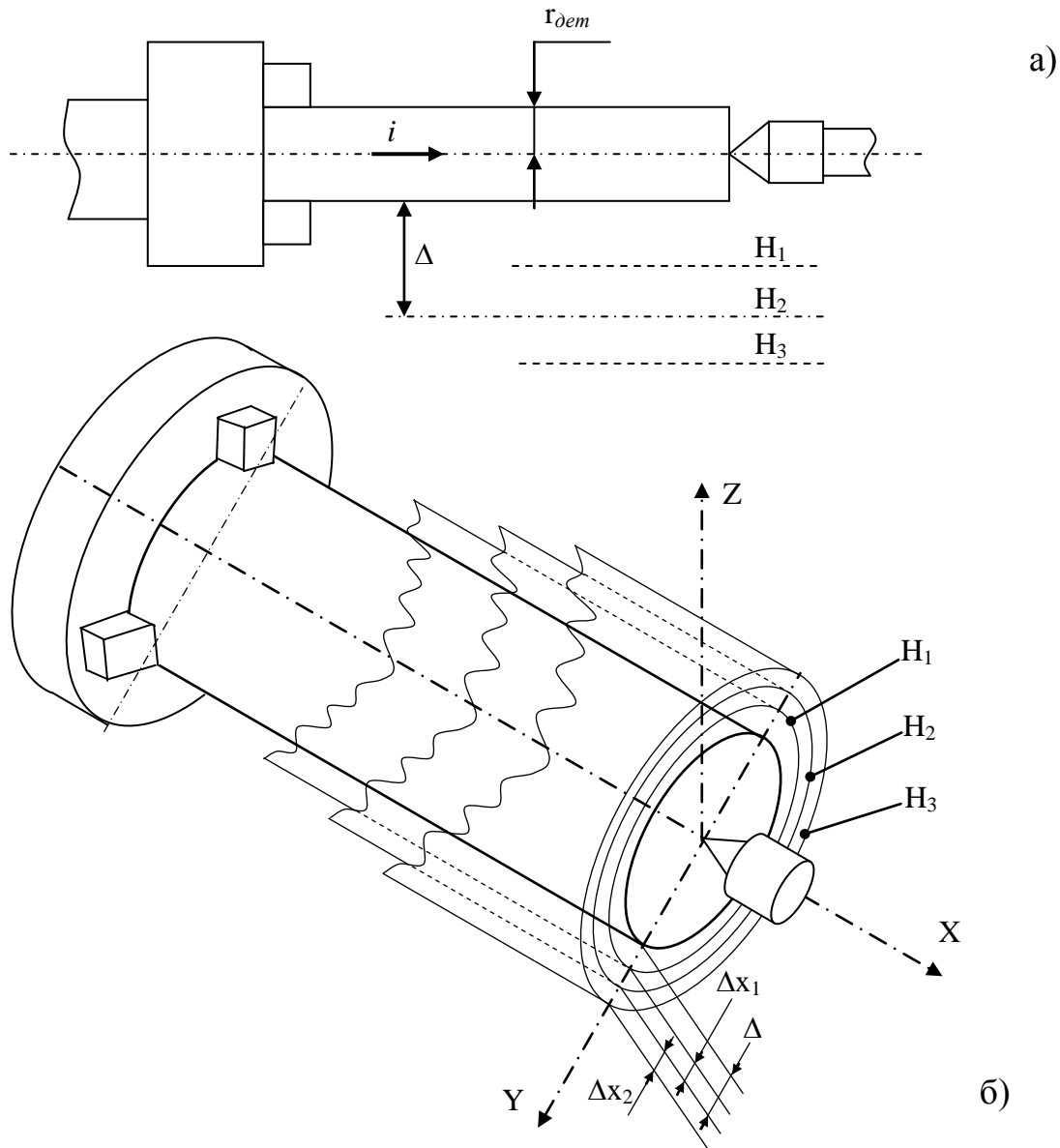


Рис. 6.2 Узагальнена природня та технічна зона присутності, де:  
а – схема розташування деталі; б – поперечний розріз  
структури магнетного поля деталі

однозначній позиції знаходження інструмента у технологічному просторі деталі. Напруженість  $H_2$  відповідає рівневі магнетного поля, коли визначитися однозначно неможливо, оскільки існує нестабільність поля. Рівень напруги  $H_3$  відповідає ситуації, коли система чутника ні при яких обставинах не реєструє розташування інструмента у зоні присутності. Розташування рівня напруги  $H_2$  відповідає відстані від поверхні деталі  $\Delta$ . Відповідно до цього рівня рівні напруги  $H_1$  та  $H_2$  розташовані на відстанях  $\Delta_{x1}$  та  $\Delta_{x2}$  при відсутності будь-якого



руху деталі або інструмента ці поля не містять будь-якої інформації щодо розташування у просторі інструмента або деталі. Тому ці поля працюють у випадку відносного руху між деталлю та інструментом. У цьому випадку виникає змінне магнетне поле, пов'язане з швидкістю руху інструмента або деталі, тобто змінний магнетний потік:

$$\frac{d\vec{\Phi}_{\Delta}}{dt} = \frac{S_{\Delta} d\vec{B}_{\Delta}}{dt} = \frac{\mu\mu_0 S_{\Delta} d\vec{H}_{\Delta}}{dt} \quad (6.31)$$

де  $S_{\Delta}$  – площа поперечного перерізу щілини між інструментом та деталлю.

Загальна магнетна напруженість  $\vec{H}_{\Delta}$ , яка знаходиться як сума напруженостей, що утворюються різними чинниками взаємодії інструмента і деталі (рис.6.3):

$$\vec{H}_{\Delta} = \vec{H}_x + \vec{H}_i + \vec{H}_{ш} + \vec{H}_{дф} + \vec{H}_д \quad (6.32)$$

де  $\vec{H}_x$  – вектор статичної магнетної напруженості вздовж осі X;

$\vec{H}_i$  – вектор магнетної напруженості, залежний від інструмента;

$\vec{H}_{ш}$  – вектор магнетної напруженості, що визначається шорсткістю поверхні деталі;

$\vec{H}_{дф}$  – вектор магнетної напруженості, залежний від внутрішніх дефектів деталі;

$\vec{H}_д$  – вектор магнетної напруженості, залежний від струму підмагнетчування, який протікає вздовж деталі (дальньодіюча складова).

Згідно з виразом (6.32) є можливість стверджувати, що взаємодію інструмента і деталі можна умовно поділити на ближню ( $\vec{H}_i, \vec{H}_{ш}, \vec{H}_{дф}$ ) з відстанню від “0” до 2,5 мм та дальньою ( $\vec{H}_д$ ) з відстанню, більшою ніж 2,5 мм. Тобто поставлена задача полягає у визначенні впливу величини  $dH_{\Delta}/dt$  на сигнал чутника. Спочатку розглядається ближня взаємодія.

У відповідності до теорії магнетної поляризації тіл кінцевих розмірів, розробленої у [43, 44], магнетна проникність тіла у вакуумі чи в повітрі (а саме цей випадок стосується досліджень) може бути визначена за формулою:

$$\mu_T = \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)}, \quad (6.33)$$

де  $N$  – коефіцієнт розмагнетчування, який іноді має назву коефіцієнту форми, та визначається у напрямку, що співпадає з напрямком магнетної індукції.

Коефіцієнт розмагнетчування  $N$  є здебільшого функцією форми об'єкта, точніше співвідношення його розмірів, тоді як  $\mu$  визначається виключно властивостями речовини, з якої виготовлена деталь. Виходячи з цієї обставини у роботі [42] вказано, що розміри  $N$  у виразі (6.32) характеризують деякий магнетний негативний зворотній зв'язок в об'єкті по величині  $\mu$ . Цей зворотній зв'язок виникає через те, що об'єкт, намагнетчуючись у полі, утворює особисте

розмагнечуюче поле  $B_{op}$  (рис. 6.3), з напрямком у середині об'єкта назустріч зовнішньому та результуючому полям.

Розмагнечуюче поле тим сильніше, чим ближче один до одного розташовані полюси намагненості, тобто чим менше подовженість об'єкта у напрямку дії полюсів. Тому послаблення магнетного зворотнього зв'язку в об'єкті і, як наслідок, збільшення його магнетної проникності одноособово пов'язано з застосуванням форми, подовженої у напрямку дії поля.

Суворий аналітичний вираз для коефіцієнту форми може бути отриманий лише для симетричних об'єктів обертання еліпсоїдів, які у однорідному зовнішньому магнетному полі отримують однорідну намагненість, що характеризується однорідністю особистого поля розмагнення. У реальному виробництві вироби еліпсоїдальної форми обертання зустрічаються надто рідко. Здебільшого переважають форми циліндрів і паралелепіпедів та їх комбінації. У роботі [42] доведено, що при дії однорідного магнетного поля закон розподілу магнетної індукції по довжині у стрижнях нееліпсоїдальної форми з достатньою для практики точністю визначається формулою:

$$B_x = B_{\text{ц}} \left( 1 - k_{\text{фп}} \frac{4x^2}{l_c^2} \right), \quad (6.34)$$

де  $B_x$  – значення магнетної індукції у перерізі, розташованому на відстані  $x$  від центрального перерізу (рис. 6.4), в якому індукція дорівнює  $B_{\text{ц}}$ ;

$k_{\text{фп}}$  – коефіцієнт, залежний від форми перерізу стрижня довжиною  $l_c$  (табл. 6.1).

Таблиця 6.1

Значення коефіцієнтів форми  $k_{\text{фп}}$  та  $k_{\text{ф}}$  для тіл різної форми

Форма стрижня	$k_{\text{фп}}$	$k_{\text{ф}}$
Еліпсоїд	0	4
Стрижень прямокутного перерізу	0,75	3,6
Циліндричний стрижень	0,8-0,85	2,4

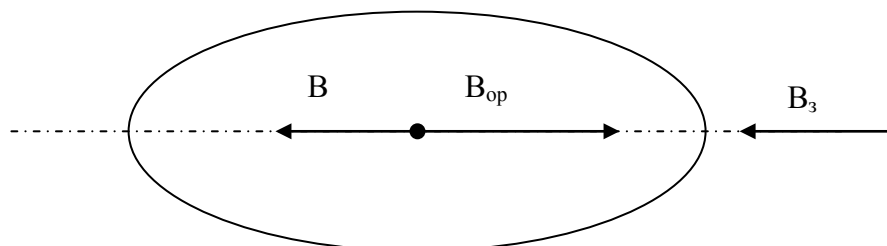


Рис. 6.3 Еліпсоїд обертання у зовнішньому однорідному магнетному полі

Оскільки, як слідує з виразу (6.34), функція  $B_x/B_{\text{ц}} = f(x)$  є нелінійна, то коефіцієнт форми, який визначається співвідношенням  $N \approx B_x/B_3$  (де  $B_3$  – магнетна індукція зовнішнього поля), не однаковий для різних координат перерізу. У зв'язку з цим обчислюють або центральний коефіцієнт форми  $N_{\text{ц}} \approx B_{\text{ц}}/B_3$  або посередній  $N_{\text{п}} \approx B_{\text{п}}/B_3$ , де  $B_{\text{п}}$  – посереднє значення індукції по довжині стрижня. Коефіцієнтом  $N_{\text{ц}}$  зазвичай користуються при необхідності визначення  $B_{\text{ц}}$  на невеликому відрізку навколо центрального перерізу стрижня. Якщо необхідно оцінити інтегральну дію на значному відрізку стрижня  $l_{\omega}$ , симетрично розташованому навколо його центру, користуються посереднім коефіцієнтом  $N_{\text{п}}$ .

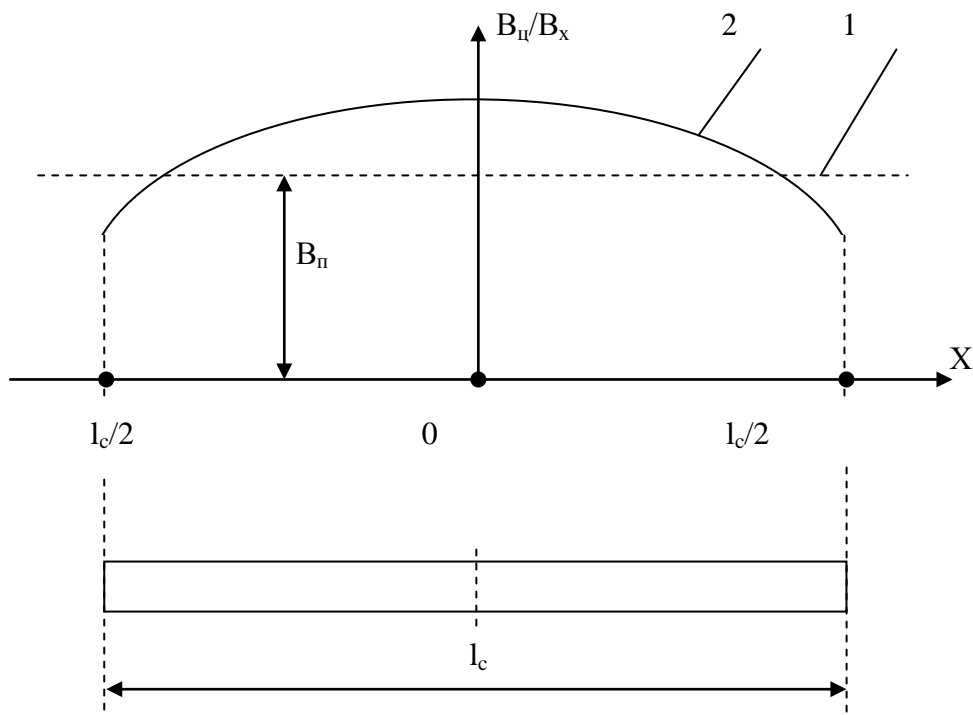


Рис. 6.4 Розподіл магнетної індукції вздовж еліпсоїдального (1) та нееліпсоїдального (2) стрижня

У тій же роботі вказано, що центральний коефіцієнт форми суцільних та порожніх циліндрів, а також еліпсоїдів може бути врахований за формулою

$$N_{\text{ц}} = \frac{4S_c}{\pi l_c^2} \cdot \left\{ \ln \frac{k_{\phi} l_c}{b_c + h_c} - 1 \right\}, \quad (6.35)$$

де  $S_c$  – площа перерізу стрижня;

$l_c$  – довжина стрижня;

$b_c$  та  $h_c$  – поперечні розміри стрижня;

$k_{\phi}$  – коефіцієнт, залежний від форми стрижня (табл. 6.1).

Посередній коефіцієнт форми визначається за виразом:

$$N_{\delta} = \frac{4S_c}{\pi(l_c^2 - k_{\delta}l_{\omega}^2/3)} \cdot \left\{ \ln \frac{k_{\delta}l_c}{b_c + h_c} - 1 \right\}, \quad (6.36)$$

який перетворюється на вираз (6.35) за умови, що  $l_{\omega} = 0$ .

### 6.3 Шумове електромагнетне тло технологічного обладнання

Як вже вказувалось раніше [п. 6.2], тіло будь-якого верстата знаходиться під дією магнетного поля Землі. Якщо верстат і не мав початково якоїсь намагненості свого тіла, з часом під дією магнетного поля Землі він її набуває. Окрім того системи живлення та керування утворюють додаткові постійні та змінні електромагнетні поля. Тому верстат, знаходячись під впливом усіх цих чинників, має сталу намагненість, яка зазвичай у 1,5...2 рази перевищує потужність земного магнетного поля.

Матеріали, які використовуються при побудові верстата, мають проникаючу магнетну здібність  $\mu_{\phi} = 11...170$  (форми) і належать до класу феромагнетиків з жорсткою магнетною характеристикою, що допомагає утриманню сталих магнетних полів. До змінних електромагнетних полів, що утворюються системами живлення та керування верстата (рис. 6.5), додаються ще й зовнішні (рис. 6.6), які створюються роботою електротехнічних пристроїв (індустріальні шуми) [43 - 51].

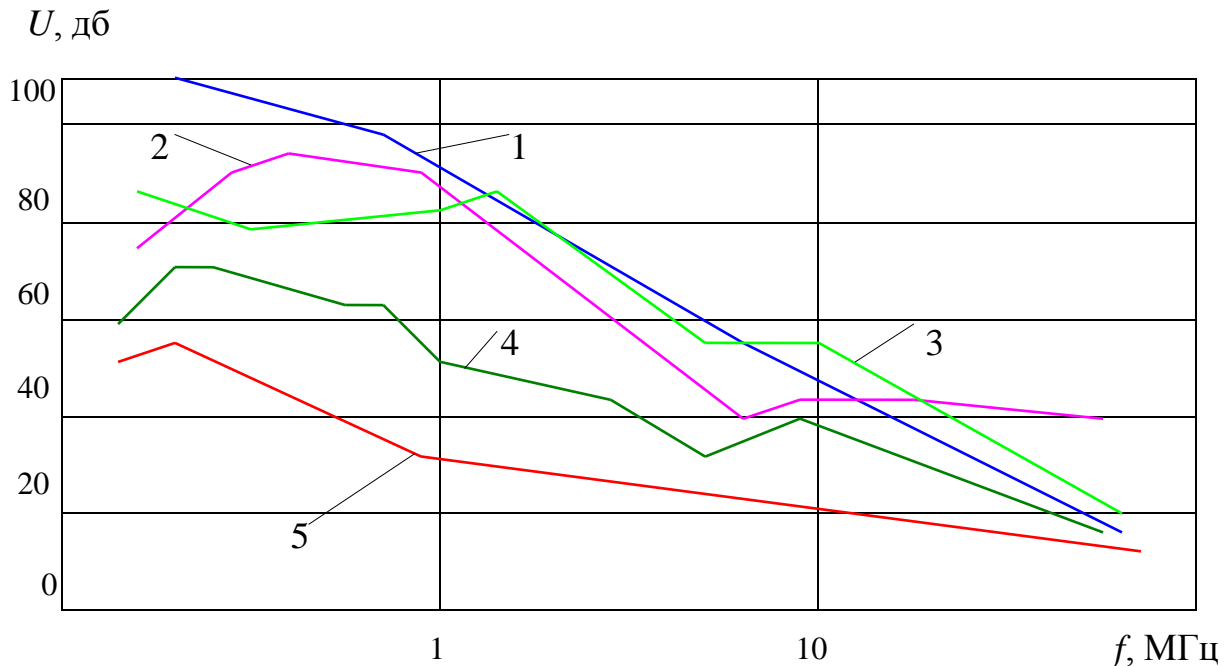


Рис. 6.5 Залежності рівней електромагнетних шумів від джерел електричного живлення (ДЕЖ): де: 1 – ДЕЖ з БТВ на основі однотактного перетворювача; 2 – ДЕЖ з БТВ на основі напівмостового імпульсного каскаду з вольтдобавкою; 3 – резонансне ДЕЖ; 4 – ДЕЖ з трансформатором мережі та імпульсним стабілізатором напруги; 5 – ДЕЖ з трансформатором мережі та лінійним стабілізатором напруги

Всі ці змінні електромагнетні поля утворюють вихрострумові потоки у тілі верстата. Випрацьовуємий цими потоками струм має шумовий спектр (рис. 6.7) У наслідок конструктивних особливостей верстатів (великі електромагнетні маси матеріалу) кожний з них має свої якості абсорбента електромагнетних полів. Окрім того наявність великою кількості оксидних плівок, покриттів тощо, з явними нелінійними характеристиками утворює не тільки додаткові сигнали у спектрі, але і постійну шумову сталу, залежну саме від контактних поверхонь.

Обираючи частоту та величину струму для утворення захисного поля присутності, все це треба враховувати. Методологій вибору існує дві. За першим методом обирається сталий сигнал у спектрі, і за цим сигналом реєструється торкання, що значно підвищує можливості системи торкання (тобто надійність). За другою методикою обирається досить чистий відрізок спектру, де відсутні суттєві перешкоди. Сигнал генератора струму налагоджується у межах цього відрізка частоти. Цей метод менш надійний, бо має залежність від надійності генератора струму та способів його подачі у зону обробки.

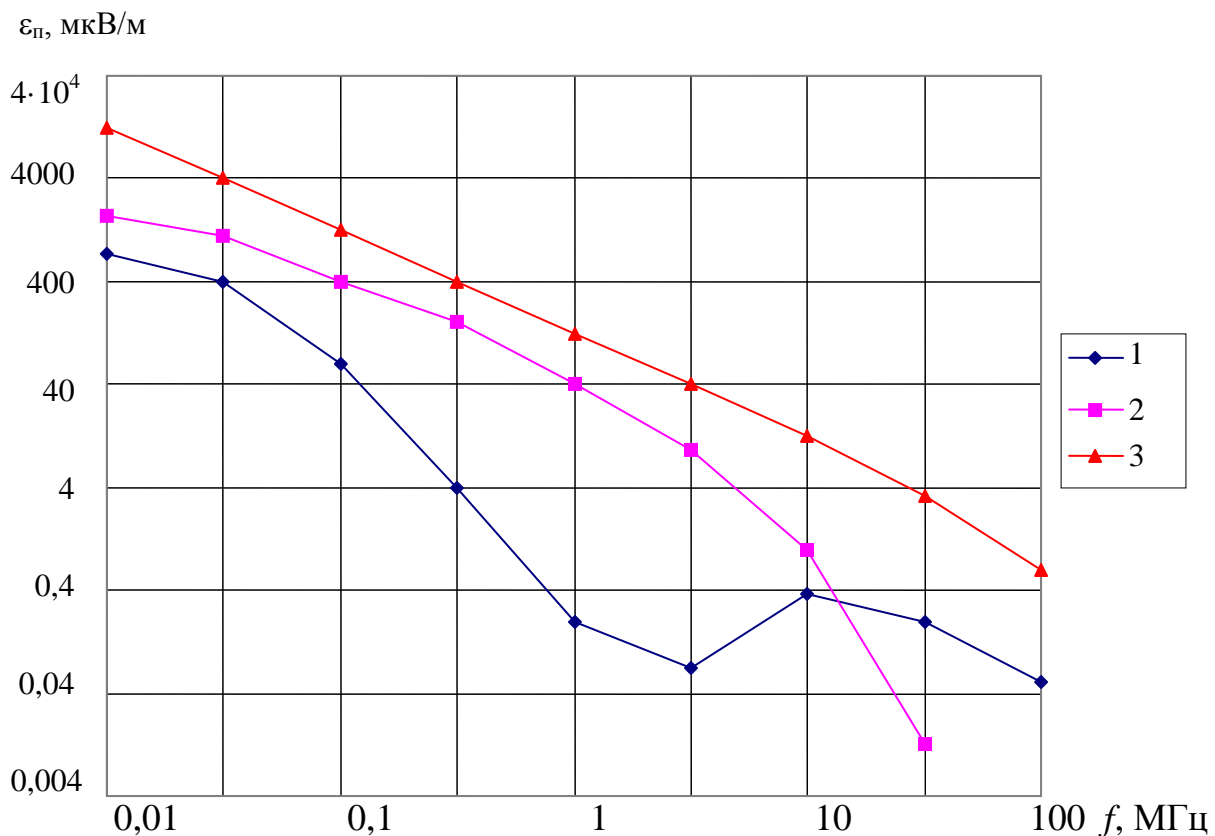


Рис. 6.6 Залежність питомої напруженості поля зовнішніх перешкод від частоти, де: 1 – середній рівень атмосферних перешкод вдень; 2 – середній рівень атмосферних перешкод вночі; 3 – середній рівень атмосферних перешкод у містах

В загальному плані тло електромагнетних перешкод у зоні обробки сучасних автоматичних верстатів досить низьке через те, що зони обробки захищені металевими кожухами. Такі кожухи досить сильно захищають від зовнішніх електромагнетних полів і доволі послаблюють внутрішні, хоча сталі магнетні поля діють. Єдиною діючою з достатньою потужністю перешкодою у зоні обробки є перешкоди, які уявляють собою імпульсну перешкоду з частотою джерела живлення.

Реальна перешкода, яка діє на чутник, встановлений на металооброблювальному обладнанні, являє собою імпульс трикутного вигляду довжиною до одної мікросекунди з досить стабільною амплітудою (коливання в межах  $\pm 0,5\%$ ), періодом слідування 20 мс або 16,66 мс та частотою 50 Гц і 60 Гц. Така перешкода є наслідком роботи тиристорних перетворювальних пристроїв. Окрім того існують електромагнетні імпульсні перешкоди великої потужності, які супроводжують пуск електродвигуна шпинделю.

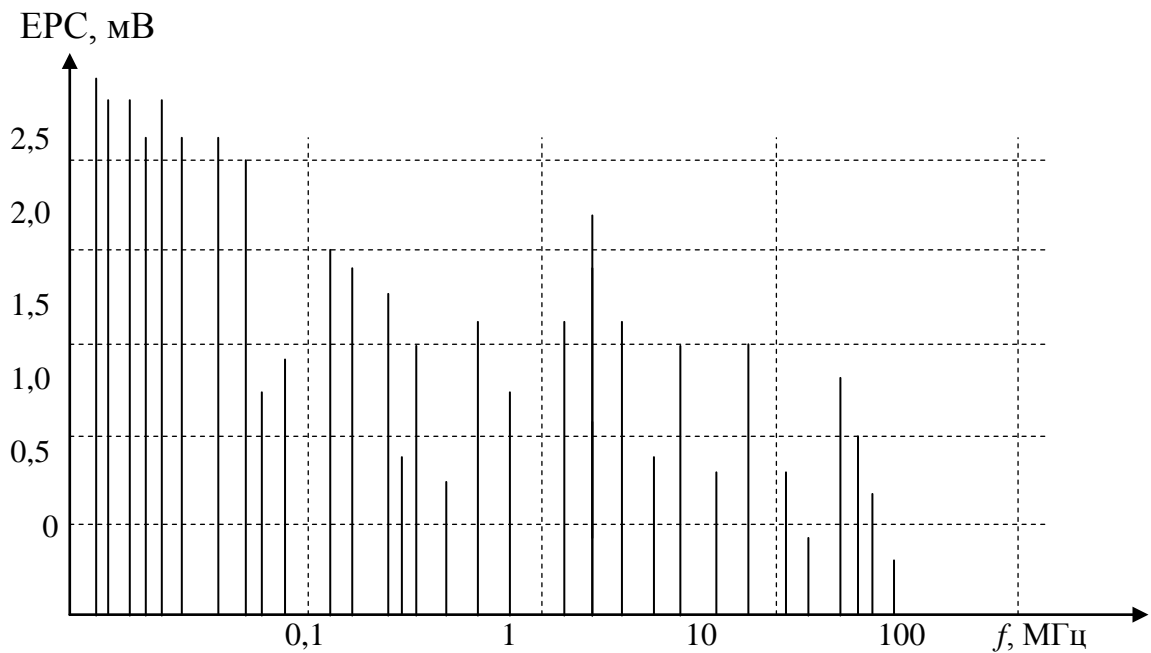


Рис. 6.7 Шумовий спектр ЕРС токарного верстату ТПК–125 (контакт інструмент – деталь відсутній)

Загальну оцінку сигналу можливої перешкоди можливо зробити за законом експоненціального розподілу випадкової величини за наступною щільністю вірогідності

$$f(x) = \begin{cases} \lambda e^{-\lambda t} & \text{при } t \geq 0 \\ 0 & \text{при } t < 0 \end{cases}, \quad (6.37)$$

де число  $\lambda$  – параметр розподілу.

Первинний електромагнетний чутник є елементом з коливальною передатною характеристикою, і його реакція на подібні перешкоди має також коливальний характер з модуляцією по синусоїдальному закону (рис.6.8д).

Відомо [52], що величини, які характеризують шум, – середня квадратична часова флуктуація напруги  $\overline{U^2(t)}$  або струму  $\overline{I^2(t)}$  та спектральна щільність напруги шуму  $e(\omega)$  або струму  $i(\omega)$ . У якості вимірювальних величин слугують ефективні значення  $U_R$  та  $I_R$ , які отримуються шляхом інтегрування значень щільності  $e(f)$  та  $i(f)$  у смузі частот (розмірність величин  $\text{В}/\sqrt{\text{Гц}}$  та  $\text{А}/\sqrt{\text{Гц}}$ )

$$U_R = \sqrt{\overline{U^2}} = \sqrt{\int_{\omega_1}^{\omega_2} e^2(\omega) d\omega}; \quad I_R = \sqrt{\overline{I^2}} = \sqrt{\int_{\omega_1}^{\omega_2} i^2(\omega) d\omega}. \quad (6.38)$$

Підінтегральні величини  $e^2(\omega)$  та  $i^2(\omega)$  – є спектральні щільності потужності (розмірність  $\text{В}^2/\text{Гц}$  та  $\text{А}^2/\text{Гц}$ ), приведені до зразкового опору 1 Ом.

У технічній літературі ці величини часто наводяться у вигляді  $e^2(\omega) = W_u(\omega) = C_{Tu}(\omega)$  та  $i(f) = W_i(\omega) = C_{Ti}(\omega)$ . На практиці інтегрування виразів (6.38) замінюється числовим сумуванням шумів вузьких частотних смуг, користуючись рівнянням

$$\overline{U^2} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} e^2(\omega) d\omega \cong \sum [e^2(\omega_i) \cdot \Delta\omega_i]. \quad (6.39)$$

У випадку, коли  $e(\omega)$  або  $i(\omega)$  не залежать від частоти, як умова білого шуму, рівняння (6.38) спрощуються і приймають вигляд:

$$U_R = \sqrt{e^2 \cdot \Delta\omega} = e\sqrt{\Delta\omega}; \quad I_R = \sqrt{i^2 \cdot \Delta\omega} = i\sqrt{\Delta\omega}, \quad (6.40)$$

де  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  – ширина частотної смуги.

Оскільки відчутник має смушкову характеристику, то він при торканні виділяє складові у смузі  $\Delta\omega$ , котрі до неї входять. Це дає можливість при досить потужних складових спектру будувати систему торкання, спираючись на ці складові і разом з генератором підсилення фізичного принципу дії значно підвищувати надійність системи загалом.

Першою шумовою складовою, на яку реагує відчутник, є постійна різниця потенціалів між інструментом та деталлю. Здебільшого вона коливається у межах від 0 до 15 мВ. Взагалі відчутник реагує на перешкоду такого типу як коло ударного збудження (рис. 6.8д). Наявність цього типу перешкоди спрацьовує як корисний сигнал, збільшуючи швидкість перехідного процесу при реєстрації торкання.

Стрибок сигналу, який отримує чутник на своєму вході при торканні, характеризується величинами  $e_{\text{вх}} = 0$  для  $t < 0$  і  $e_{\text{вх}} = E_{\text{сш}}$  для  $t > 0$ . Рівняння, яке дає опис стрибка [46], має вираз через інтеграл Фур'є для неперіодичних функцій (рис. 6.9 д):

$$e_{\text{вх}} = E_{\text{сш}} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{\omega} \sin \omega t d\omega \right). \quad (6.41)$$

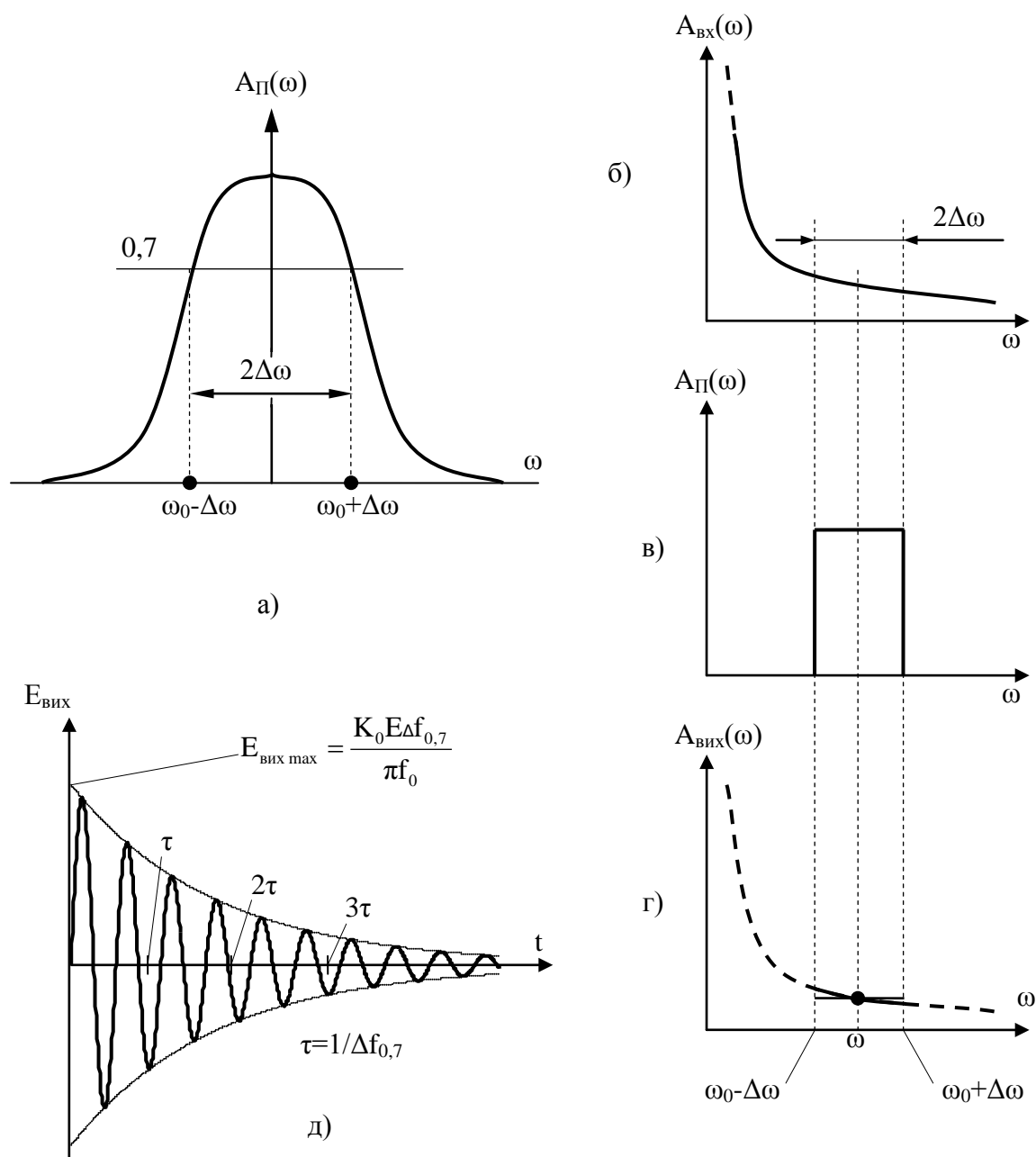


Рис. 6.8 Вигляд реакції відчутника на імпульсну перешкоду, де: а – АЧХ відчутника; б, в, г – прямокутний імпульс перешкоди та його спектральні характеристики; д – реакція відчутника на прямокутний імпульс

Безперервний спектр, який отримується на виході відчутника у такому випадку буде складатись з гармонік:

$$e_{\text{сп}} = \frac{K_0 E_{\text{сш}} d\omega}{\pi \omega} A_{\text{ч}}(\omega) \sin[\omega t + \varphi_{\text{ч}}(\omega)], \quad (6.42)$$

де  $K_0$  – коефіцієнт підсилення відчутника;

$A_{\text{ч}}(\omega)$  – амплітудно-частотна характеристика відчутника;



$\varphi_{\text{ч}}(\omega)$  – фазо-частотна характеристика відчутника.

Внаслідок сумування (6.42) отримується вихідний сигнал відчутника

$$e_{\text{В}} = \frac{K_0 E_{\text{сш}}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A_{\text{ч}}(\omega)}{\omega} \sin[\omega t + \varphi_{\text{ч}}(\omega)] d\omega. \quad (6.43)$$

Враховуючи обмеженість частотної характеристики відчутника смугою частот від  $\omega_0 - \Delta\omega$  до  $\omega_0 + \Delta\omega$ , вираз вихідного сигналу отримує вигляд

$$e_{\text{В}} = \frac{K_0 E_{\text{сш}}}{\pi} \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega. \quad (6.44)$$

Якщо зробити допущення, що смуга первинного чутника  $2\Delta\omega$  значно менша за його резонансну частоту, то з достатньою точністю є можливість вважати, що амплітуди синусоїдальних напруг, складових спектру у межах смуги пропускання не залежать від частоти. Це допущення показане горизонтальною лінією на рис.6.8г і дозволяє у рівнянні (6.44) замінити  $\omega$  на  $\omega_0$  та винести за знак інтегралу.

У наслідок цього отримаємо вираз

$$e_{\text{В}} = \frac{2K_0 E_{\text{сш}}}{\pi} \cdot \frac{\sin \Delta\omega t}{t} \cdot \sin \omega_0 t, \quad (6.45)$$

з якого слідує, що вихідна напруга уявляє собою синусоїдальні коливання з частотою  $\omega_0$  резонансу відчутника. Тобто при торканні наявність постійної сталої грає позитивну роль у отриманні сигналу торкання.

До третьої складової шумів, що індукують сигнал у первинному чутнику, необхідно віднести перешкоди, які виникають внаслідок роботи джерел живлення верстата та системи CNC. Ці перешкоди утворюють досить широкий потужний спектр (рис. 6.5), який впливає на роботу чутника торкання.

Загальна класифікація таких перешкод досить відома [45, 46, 48]. Був проведений аналіз перешкод періодичного типу, типових для металооброблювального обладнання [47]. Моделі процесів були уявлені кінцевими функціями типу  $\text{rect}\{u\}$ . Аналітичні вирази модулю спектральної функції [амплітудного спектра (АС) одного імпульсу]  $A_{si}(\omega)$  імпульсів  $S_i(t)$  отримані на засадах перетворень Фур'є:

$$A_{si}(\omega) = |S_i(j\omega)| = |F\{S_i(t)\}|, \quad (6.46)$$

де  $S_i(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(t) e^{-j\omega t} dt$  – спектральна функція  $S_i(t)$ .

$$\text{Графіки АС, побудовані на засадах виразу } \varepsilon_i(\omega_k) = \frac{2A_{si}(\omega_k)}{T}, \quad (6.47)$$

де  $\omega_k = k\omega_1$ ;

$\omega_1 = 2\pi/T$ ;

$k = 1, 2, \dots$ .

Значення  $\varepsilon_i(0)$  для випадку  $k = 0$  знаходиться як  $\varepsilon_i(0) = A_{si}(0)/T$ , де:  $A_{si}(0) = |S_i(j\omega)|_{\omega=0}$  чисельно дорівнює площі поодинокого імпульсу  $S_i(t)$ .

Усі імпульсні перешкоди мають досить широкий спектр. Найбільш дошкульними виявляються імпульси трикутного вигляду. На загальному тлі сигналу, який утворює чутник, їхня потужність переважає потужність загально – шумового тла у десятки разів, що досить відчутно відбивається на роботі всієї системи взагалі. У загальному сигналі це єдина перешкода, котра вимагає спеціальних методів боротьби.

Окрім вище вказаних у шумове тло верстата від генератора вноситься синусоїдальна гармоніка з частотою резонансу відчутника  $f_0$  та амплітудою струму  $i_B = I \sin \omega_0 t$ . Створюване цією складовою шумове тло не набагато перевищує за амплітудою загальнопідсумкове сумове тло білого шуму верстату і виявляє свою дію тільки підчас торкання, та утворені поля присутності деталі.

Підводячи підсумки стосовно шумового тла слід зауважити, що розглядаючи контактну різницю потенціалів між інструментом та деталлю як генератор змінного електричного струму, то його характеристики як джерела будуть описані як геометрична сума некорельованих джерел шуму.

$$U_R = \sqrt{U_{\text{ст}}^2 + U_{\text{бш}}^2 + U_{\text{ін}}^2 + U_{\text{гп}}^2}; I_R = \sqrt{I_{\text{ст}}^2 + I_{\text{бш}}^2 + I_{\text{ін}}^2 + I_{\text{гп}}^2}; \quad (6.48)$$

де  $U_{\text{ст}}$  та  $I_{\text{ст}}$  – параметри стрибкової складової струму;

$U_{\text{бш}}$  та  $I_{\text{бш}}$  – параметри білого шуму;

$U_{\text{ін}}$  та  $I_{\text{ін}}$  – параметри імпульсної шумової перешкоди;

$U_{\text{гп}}$  та  $I_{\text{гп}}$  – параметри генератора підтримки фізичного процесу чутника.

Порівняльний аналіз вказує на те, що шумовий сигнал білого шуму, генератора підтримки та імпульсної перешкоди завжди присутні у сигналі відчутника, тоді як сигнал від стрибкової складової є короткодійним на час перехідного процесу при торканні. Корисними складовими шумового сигналу є стрибова, білошумова та підтримки. Імпульсні перешкоди є негативно діючими на процес реєстрації торкання.

Шумові складові  $e_a$  та  $i_a$ , підсилені підсилювачем з передатною функцією  $A_n$ , досягає на виході розмірів  $e_e$  та  $i_e$

$$e_a^2(\omega) = |A_n(\omega)|^2 \cdot e_e^2(\omega); i_a^2(\omega) = |A_n(\omega)|^2 \cdot i_e^2(\omega). \quad (6.49)$$

Звідкіля ефективні значення напруги  $U_R$  та  $I_R$  на виході підсилювача і відповідно на вході аналізатора процесу торкання:

$$U_R = \sqrt{\int_{\omega_1}^{\omega_2} |A_n(\omega)|^2 \cdot e_e^2(\omega) d\omega} = \sqrt{U^2}; I_R = \sqrt{\int_{\omega_1}^{\omega_2} |A_n(\omega)|^2 \cdot i_e^2(\omega) d\omega} = \sqrt{I^2}. \quad (6.50)$$

При врахуванні кількості джерел шуму згідно з рівняннями (6.50) підраховується їх сума:

$$\overline{U_j^2} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} |A_n(\omega)|^2 \cdot e_j^2(\omega) d\omega; U_R = \sqrt{\sum_i (\overline{U_j^2})}. j = 1, 2, 3. \quad (6.51)$$

Отже необхідно констатувати той факт, що будь-який верстат знаходиться під електричною напругою шумового тла.

#### 6.4 Електричні процеси у металооброблюваному обладнанні

З розглянутих робіт [29, 52] ясно, що існуючі електричні моделі ТОС, мають низку суттєвих недоліків, позаяк перевага віддається статичним електричним струмам під час металообробки. Моделей, які б описували моменти торкання за змінним струмом, дуже мало [52, 15], а опис електричних моделей присутності відсутній. Тому пропонуємо нові електричні моделі враховують вади попередніх моделей.

Моделі, що наведені на рис. 6.9, 6.10, складаються з компонентів:

$E_1(t)$  та  $E_3(t)$  – еквівалентні генератори змінної напруги по підтримці фізичного принципу роботи системи торкання;

$E_2(t)$  – еквівалентний генератор напруги ближньої присутності;

$i_0(t)$  – еквівалентний генератор шумового струму;

$R_1$  та  $R_9$  – еквівалентний внутрішній опір генераторів напруги;

$R_3$  – еквівалентний опір шпинделя верстата;

$R_4$  – еквівалентний опір зони торкання;

$R_5$  – еквівалентний опір пінолі верстата;

$R_6$  та  $R_7$  – еквівалентні частини опору деталі відносно точки торкання;

$R_2$  – еквівалентний опір кола ближньої присутності;

ключ “Т” – імітатор торкання.

При металообробці у процесі торкання РІ з деталлю можуть трапитись чотири випадки. Згідно з першим випадком торкання відсутнє (ключ “Т” розімкнений) деталь не обертається. Сума струмів, які входять у точку В, дорівнюють сумі вихідних струмів.

$$i_0 + i_1 = i_5. \quad (6.52)$$

Струм  $i_2 = 0$ , тому що за прийнятої умови напруга  $E_2(t) = 0$  при  $n_{\text{дет}} = 0$ .

У статичному стані сигнал присутності у первинному перетворювачі утворюється завдяки струму  $i_7$  через деталь, який знаходиться з умови:

$$i_5 = i_0 + i_1 = i_3 + i_7, \quad (6.53)$$

$$\text{де } i_1 = \frac{E_1(t)}{R_1 + R_5 + \frac{R_3(R_6 + R_7)}{R_3 + R_6 + R_7}};$$

$$i_7 = (i_0 + i_1) \frac{R_3}{R_3 + R_6 + R_7}.$$

Струм від електромагнетних шумів  $i_0$  досить маленький, щоб утворити сигнал достатньої потужності. Головну роль тут відіграє струм  $i_1$ , тобто та його частина, котра протікає через деталь. Розмір його залежить від величини опору навантаження на джерело напруги  $E_1(t)$ , яке генерує спеціальний генератор.

$$i_1 = \frac{E_1(t)}{R_1 + R_{AB}}, \quad (6.54)$$

де  $R_{AB}$  – опір частини схеми між точками А та В (точки підключення генератора) при відсутності торкання, що обчислюється за умови [53, 54]:

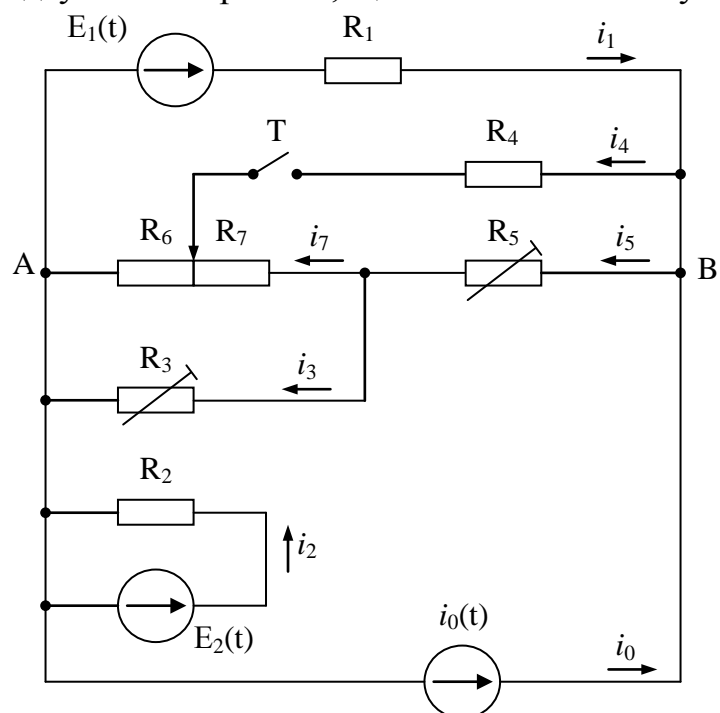


Рис. 6.9 Схема електричної моделі токарного верстата

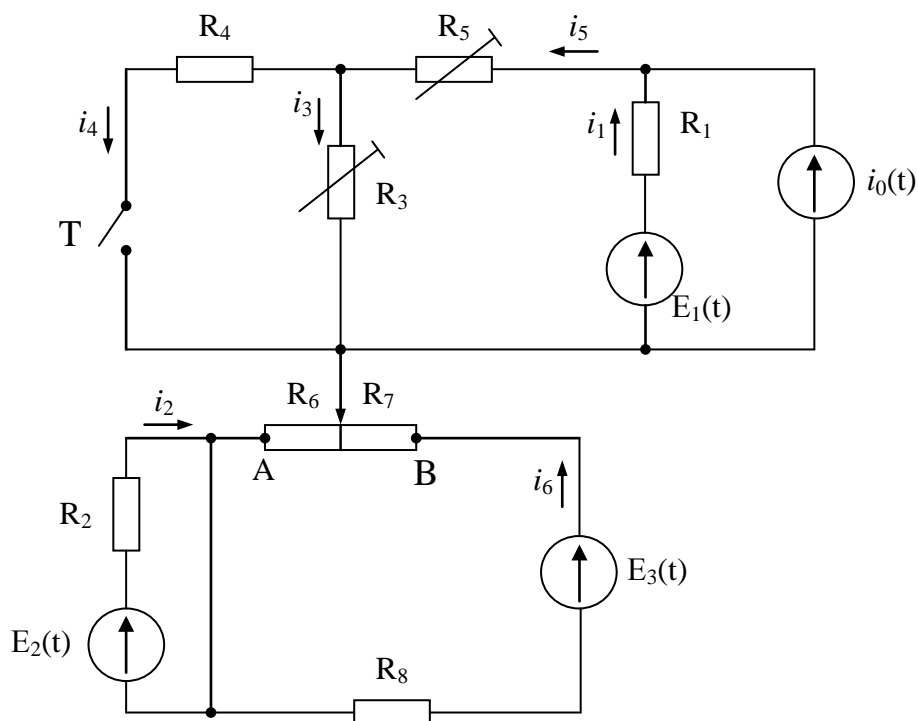


Рис. 6.10 Схема електричної моделі фрезерного верстата та ОЦ

$$R_{AB} = R_5 + \frac{R_3(R_6 + R_7)}{R_3 + R_6 + R_7}. \quad (6.55)$$

У статичному стані опори  $R_3$  та  $R_5$  практично рівні між собою і коливаються у межах 1...2 Ом. Опір деталі ( $R_6 + R_7$ ) зазвичай не перевищує 3...5 Ом, тобто струм  $i_7$  коливається у межах приблизно однієї третини від  $i_1$  та для розрахунків у наведеному прикладі з достатньою точністю визначається як:

$$i_7 \approx (i_1 + i_0)/3. \quad (6.56)$$

Струм  $i_3$  не є корисним, бо є паразитним навантаженням джерела напруги  $E_1(t)$ . При отриманні сигналу присутності не відбувається перерозподілу струмів у верстаті.

У другому випадку на різницю від попереднього є торкання, тобто ключ “Т” замкнений. У цьому випадку наявність струму  $i_5$  не є важливим, оскільки присутність вважається зареєстрованою. При торканні відчутник реагує на струм  $i_4$ . Опір  $R_4$  є нелінійним опором зони торкання, але в межах заглиблення РІ у деталь (до 1 мкм) при торканні лінійність витримується досить стабільно (рис. 6.11, 6.12).

Струм  $i_4$ , на який безпосередньо реагує чутник при торканні у такому разі дорівнюватиме [54 - 56]:

$$i_4 = U_{AB} \frac{R_5(R_5 + R_6 + R_7) + R_5 R_7}{(R_4 + R_5) \cdot (R_5 + R_6 + R_7) + (R_5 + R_6) R_7} \cdot \frac{R_5 + R_6 + R_7}{R_5(R_5 + R_6 + R_7) + (R_5 + R_6) R_7}, \quad (6.57)$$

де напруга  $U_{AB}$  визначається як:  $U_{AB} = R_{AB}(i_1 + i_0)$ ;

$$R_{AB} = \frac{[R_7 \cdot R_4 + R_6(R_4 + R_5 + R_7)] \cdot [R_5 \cdot R_7 + R_3(R_4 + R_5 + R_7)]}{(R_4 + R_5 + R_7) \cdot [R_7(R_4 + R_5) + (R_3 + R_6) \cdot (R_4 + R_5 + R_7)]} + \frac{R_4 \cdot R_5}{R_4 + R_5 + R_7}. \quad (6.58)$$

Звідкіля видно, що при торканні контактуючу групу інструмент-деталь можна розглядати як джерело струму з напругою холостого ходу  $U_{AB}$  та внутрішнім опором  $R_{AB}$ , які відповідають попередньому випадку.

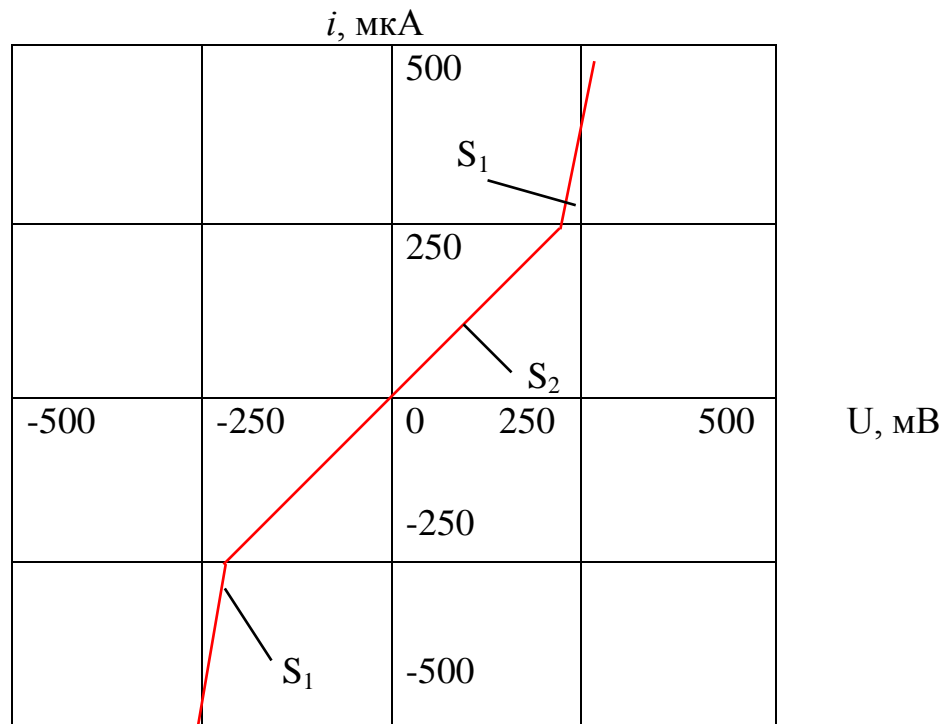
Якщо зважити на те, що для підвищення надійності у електричне коло верстату включене джерело  $E_1(t)$ , то навіть при його відсутності або виході з ладу ( $i_1=0$ ) струм через зону контакту буде утворюватися струмом  $i_0(t)$ :

$$U_{AB} = R_{AB} \cdot i_0, \quad (6.59)$$

що є цілком достатнім для отримання сигналу торкання.

У більшості випадків такий струм  $i_4$  при торканні коливається у межах 100...500 мкА без джерела  $E_1(t)$  і до 5000 мкА з джерелом. При розгляді цього випадку необхідно зауважити, що відбувається перерозподіл струмів у середовищі ТОС.

Струми  $i_3$  та  $i_5$ , як у попередньому випадку, мають паразитичний характер, відбираючи частину енергії джерел струму і знижуючи, як наслідок, потужність струму  $i_4$ .



а)

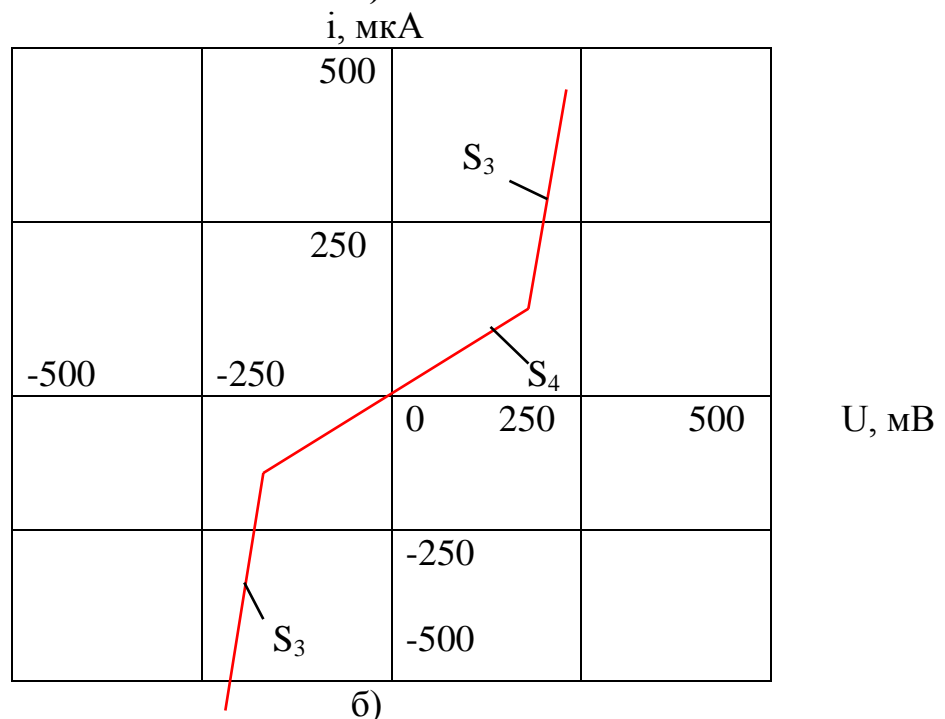


Рис. 6.12 Вольт-амперні характеристики зони контакту при глибині занурення РІ в деталь – 3 мкм (крутизна характеристики  $S_1=0,168 \text{ А/В}$ ,  $S_2=0,0016 \text{ А/В}$ ,  $S_3=0,16 \text{ А/В}$ ,  $S_4=0,0013 \text{ А/В}$ , струм – постійний), де: а – контактна пара сталь 40Х–ВК8, б – контактна пара Д16–ВК8

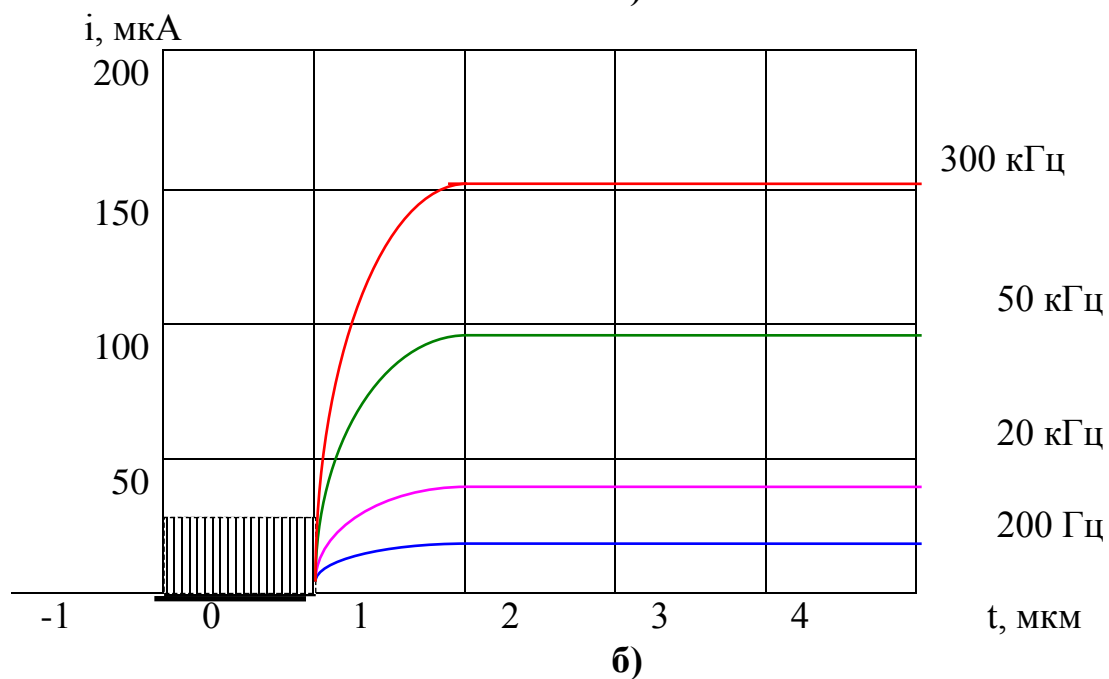
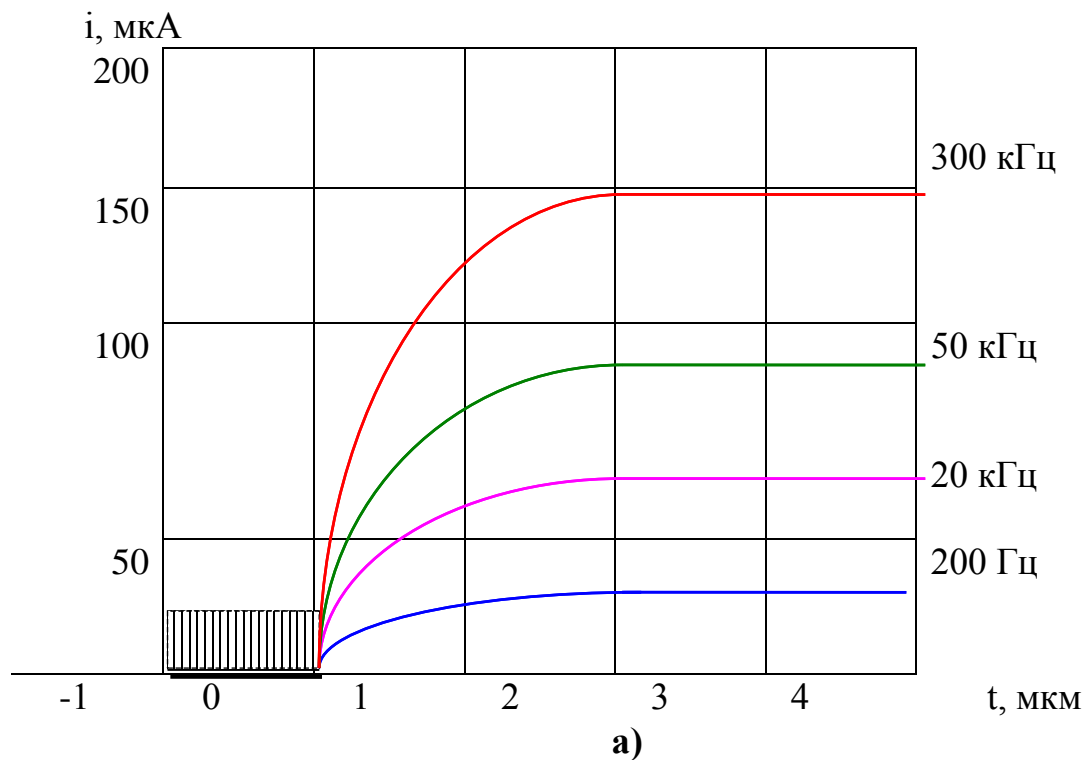


Рис. 6.13 Залежність величини струму через зону контакту від глибини занурення РІ у деталь та частоти обраної для роботи генератора струму (верстат ТПК-125), де: а – контактна пара сталь 40Х–ВК8, б – контактна пара латунь ЛС59–ВК8

З усіх випадків реєстрації торкання це є найгірший з огляду на перепад струму  $i_4$ . Основною причиною такої ситуації є надто малі значення опорів  $R_3$  та  $R_5$  у статичному торканні, тобто опорів, які відповідають відповідно опору шпинделя та пінолі верстата.

У третьому випадку, коли існує обертання деталі, але торкання відсутнє, сигнал присутності у чутнику формується струмом  $i_7$  та  $i_2$ , тобто:

$$i_7 = (i_0 + i_1) \cdot \frac{R_3^v}{R_3^v + R_6 + R_7} \quad (6.60)$$

$$i_2 = \frac{E_2(t)}{R_2} \quad (6.61)$$

Тут вплив струму  $i_0$  досить незначний, і його не варто враховувати у цьому випадку.

Опір  $R_6 + R_7$ , як вже вказувалось, теж досить незначний, але починають діяти динамічні складові опорів  $R_3$  та  $R_5$ , тобто для цього випадку треба враховувати швидкість обертання валу шпинделя та опорного конусу пінолі верстата:

$$R_3^v = R_3(0) + R_{д3} \cdot \frac{V_{\text{шш}}}{V_{\text{шш}} + 1}; \quad (6.62)$$

$$R_5^v = R_5(0) + R_{д5} \cdot \frac{V_{\text{шп}}}{V_{\text{шп}} + 1};$$

де  $R_3(0)$  та  $R_5(0)$  – сталі значення опору шпинделя та пінолі при  $n_{\text{дем}} = 0$ ;

$R_{д3}$  та  $R_{д5}$  – омічні швидкісні коефіцієнти шпинделя та пінолі;

$V_{\text{шш}}$  та  $V_{\text{шп}}$  – лінійна швидкість у підшипниках шпинделя та пінолі верстата;

$R_3^v$  та  $R_5^v$  – відповідні опори при  $V \neq 0$ .

При обертанні деталі  $V_{\text{шш}} \gg V_{\text{шп}}$  внаслідок того, що існує досить суттєва різниця у радіусах підшипників шпинделя та пінолі.

Збільшення опорів  $R_3$  та  $R_5$  призводить до перерозподілу струмів у масі верстата. Загальне навантаження на джерело  $E_1(t)$  спадає, і це призводить до небажаного підвищення напруги  $U_{AB}$ .

Струм  $i_7$  при цьому значно підвищується і практично дорівнює струму  $i_1$ :

$$i_7 = (i_0 + i_1) \cdot \frac{R_3^v}{R_3^v + R_6 + R_7}, \quad (6.63)$$

$$\text{де } i_1 = \frac{E_1(t)}{R_1 + R_5^v + \frac{R_3(R_6 + R_7)}{R_3 + R_6 + R_7}}. \quad (6.64)$$

Як наслідок такого перерозподілу струмів є значне зростання реєструємої зони присутності навколо деталі, що є дуже незручним у виробництві та додає складнощів у вихідних колах генератора для стабілізації струму  $i_7$ .



Безпосередньо у ближній зоні деталі сигнал формується внаслідок існування шорсткісних та внутрішніх дефектів деталі. Тому еквівалентом цієї функції є струм, генеруємий джерелом  $E_2(t)$  у вигляді струму  $i_2$ .

Потужність еквівалентного струму є залежною від лінійної швидкості обертання деталі, а джерело  $E_2(t)$  треба розглядати як функціональний генератор шорсткості та дефектності деталі.

У четвертому випадку, коли РІ торкається деталі, що обертається, струм  $i_4$  обчислюється на тих же засадах, що і у (6.57) з тією різницею, що необхідно зробити підстановку у вираз (6.57)

$$R_3 = R_3^v \text{ та } R_5 = R_5^v. \quad (6.65)$$

З розглянутих випадків стосовно токарних верстатів необхідно зробити наступні висновки:

- перерозподіл струмів, хоч і впливає на величину сигналу при торканні, але цей вплив не є вирішальним при реєстрації торкання і не впливає на кінцевий результат у межах точності обладнання;
- перерозподіл струмів досить сильно впливає на розмір зони присутності навколо деталі, що негативно відбивається на точності визначення її розмірів і, як наслідок, вимагає спеціальних конструктивних заходів для усунення цього недоліку.

Фрезерні верстати та ОЦ мають ті ж самі чотири випадки при торканні, що й у токарних верстатах, але значно простішу електричну модель (рис.6.10) ніж у попередніх. Єдине невелике ускладнення, яке має система торкання при роботі, це застосування двох генераторів струму по підтримці фізичного принципу роботи  $E_1(t)$  та  $E_3(t)$ . Обидва джерела є незалежні. Джерело  $E_1(t)$  обслуговує шпиндельну частину ТОС, а джерело  $E_3(t)$  обслуговує робочий стіл з деталлю.

Згідно з першим випадком торкання відсутнє (ключ “Т” розімкнений), шпиндель не обертається, сигнал у первинному чутнику індукується струмом  $i_6$ , який визначає розміри зони присутності навколо оброблювального столу.

$$i_6 = \frac{E_3(t)}{R_6 + R_7 + R_8}, \quad (6.66)$$

де  $R_8$  – внутрішній опір джерела  $E_3(t)$ ;

$R_6 + R_7$  – загальний опір робочого столу та деталі.

Безпосередній вплив на величину струму  $i_6$  за стабільності  $E_3(t)$  має опір  $R_8$ , завдяки чому є можливість легкої керованості розмірами зони присутності. Інші струми ніяк не впливають на величину сигналу у відчутнику.

У іншому випадку, коли реєструється торкання (ключ “Т” замкнений), сигнал у відчутнику утворюється завдяки струму  $i_4$ :

$$i_4 = i_5 \cdot \frac{R_3}{R_3 + R_4}, \quad (6.67)$$

$$\text{де } i_5 = i_0 + i_1; \quad i_1 = \frac{E_1(t)}{R_1 + R_5 + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4}}.$$

Звідкіля видно, що як і у випадку з токарними верстатами опір шпинделя  $R_3$  та опір кульової опори швидкості  $R_5$  (аналог пінолі) мають характер паразитного (зайвого) навантаження на джерела  $E_1(t)$  та  $i_0(t)$ .

Точка торкання РІ та деталі, як слідує з електричної моделі, не є важливою, тому що не викликає такого перерозподілу струмів, як у токарному верстаті.

У третьому випадку при наявності обертання шпинделя та відсутності торкання реєстрація присутності практично не відрізняється від першого випадку, тільки додається сигнал від струму  $i_2$ , який є еквівалентом шорсткості поверхні деталі та її дефектності:

$$i_2 = \frac{E_2(t)}{R_2}. \quad (6.68)$$

У четвертому випадку при наявності торкання (ключ “Т” замкнений) струм  $i_4$ , за яким реєструється торкання, визначається за тим же виразом (6.67), що і у другому, з тією різницею, що необхідно враховувати динамічні зміни опорів  $R_3$  та  $R_5$ :

$$\begin{cases} i_4 = i_5 \frac{R_3^v}{R_3^v + R_4} \\ R_3^v = R_3(0) + R_{д3} \cdot \frac{V_{\text{пш}}}{V_{\text{пш}} + 1}, \\ R_5^v = R_5(0) + R_{д5} \cdot \frac{V_{\text{пш}}}{V_{\text{пш}} + 1} \end{cases} \quad (6.69)$$

де  $R_3(0)$ ,  $R_5(0)$ ,  $R_{д3}$ ,  $R_{д5}$  мають такий же характер, як і у випадку з токарними верстатами.

При значному зростанні  $R_{д3}$  величина струму  $i_\phi$  значно зростає необмежено наближаючись до величини струму  $i_5$ .

Висновки, які необхідно зробити стосовно моделі торкання інструмента і деталі при обробці на фрезерних верстатах та ОЦ, наступні:

- умови реєстрації торкання значно ліпші у порівнянні з токарними верстатами;
- умови реєстрації присутності, значно ліпші за токарні варіанти, надають можливість легкого керування розмірами, але потребують два додаткових генератора.

## 6.5 Напруженість магнетного поля у щілині та чинники впливу на її потужність

Аналізуючи все вищезгадане, є можливість однозначно стверджувати, що магнетні явища супроводжують процес металообробки незалежно від типу

матеріалів, використаних при побудові деталі. Це ствердження базується на наступних чинниках:

- металооброблювальні верстати будуються виключно з матеріалів, які мають високі магнетні властивості (до них відносять залізо та його сплави);
- металооброблювальний інструмент практично увесь виробляється із матеріалів, які мають високі магнетні властивості (наприклад, із значними домішками кобальту), хоча існує і виготовлений з поганими магнетними властивостями, як наприклад, мінералокераміка тощо;
- матеріали деталі, хоч і коливаються за магнетними якостями у широкому діапазоні, але їм властива високопровідність електричного струму, що сприяє появі вторинних (наведених) магнетних полів;
- висока електропровідність всього комплексу металооброблювального обладнання сприяє вибіранню з навколишніх електромагнетних полів енергетики для підтримки наведених струмів у масі обладнання (завжди вважалося, що це є паразитні струми).

Для аналізу ближньої електромагнетної взаємодії найкращим прикладом для розгляду є випадок токарної обробки в центрах, оскільки він має досить велику кількість загальних рис, які є спільними для інших способів металообробки. Електромагнетний відчутник згідно технологічних вимог [57, 58] встановлюється у поперечному перерізі різального інструмента. За такого способу розглядання магнетне поле у щілині між інструментом та деталлю розкладається на класичні вектори напруженості по координатам (рис. 6.13), приведених до верхівки інструмента (точка А):

$$\vec{H}_\Delta = \vec{H}_x + \vec{H}_y + \vec{H}_z, \quad (6.70)$$

де  $\vec{H}_\Delta$  – вектор повної магнетної напруженості у щілині;

$\vec{H}_x, \vec{H}_y, \vec{H}_z$  – вектори магнетної напруженості, які співпадають з координатною системою верстата.

Електромагнетний відчутник безпосередньо реагує на проекцію вектора  $\vec{H}_\Delta$  на площину XZ, тобто вектор напруженості  $\vec{H}_\Delta^{\parallel}$ :

$$\vec{H}_\Delta^{\parallel} = \vec{H}_x + \vec{H}_z. \quad (6.71)$$

Отже поставлена задача полягає у визначенні діючих чинників, які впливають на величини координатних векторів і, як наслідок, на сигнал відчутника.

Внаслідок спеціально проведених дослідів було з'ясовано, що вектор повної магнетної напруженості у щілині є векторною сумою напруженостей, які є наслідком технологічного розташування деталі та її якісних показників, тобто:

$$\vec{H}_\Delta = \vec{H}_x + \vec{H}_i + \vec{H}_{\text{шф}} + \vec{H}_{\text{дф}} + \vec{H}_{\text{дх}}, \quad (6.72)$$

де  $\vec{H}_x$  – вектор статичної магнетної напруженості вздовж осі  $x$ , утворений деталлю (цей вектор утворює статичне магнетне поле, від якого є залежним вектор  $\vec{H}_x$ , та має опис згідно з залежностями (6.29) та (6.34));

$\vec{H}_i$  – вектор магнетної напруженості, залежний від інструмента (цей вектор утворює статичне магнетне поле, від якого є залежним вектор  $\vec{H}_y$ , та має опис згідно із залежностями (6.28) та (6.29)),

$\vec{H}_{шф}$  – вектор магнетної напруженості, що визначається шорсткістю поверхні деталі та її форми (цей вектор утворює спотворення (викривлення) магнетних силових ліній і за своєю фізичною сутністю впливає на вектор  $\vec{H}_x$ . Він є нестабільним в залежності від фази обертання деталі, а тому діє виключно при присутності відносного руху, та має опис згідно залежності (6.28));

$\vec{H}_{дф}$  – вектор магнетної напруженості, залежний від внутрішніх дефектів деталі (цей вектор один з найбільш впливових у динамічному стані, за своєю фізичною сутністю впливає на вектор  $\vec{H}_x$ . Загальний опис у зв'язку із складністю хоч і підкоряються опису у залежності (6.28) через образ – функцію, але є дуже схожий на попередній  $\vec{H}_{\phi\delta}$ );

$\vec{H}_{дх}$  – вектор додаткової магнетної напруженості, залежний від струму, який протікає вздовж деталі та є цілком природнім для визначеного способу кріплення деталі у верстаті, але потребує окремого розгляду, який тут не наводиться (сутність цього фізичного явища полягає в тому, що у будь-який момент у масі деталі існують струми  $i_{\partial x}$ ,  $i_{\partial y}$  та  $i_{\partial z}$ ) (рис. 6.13).

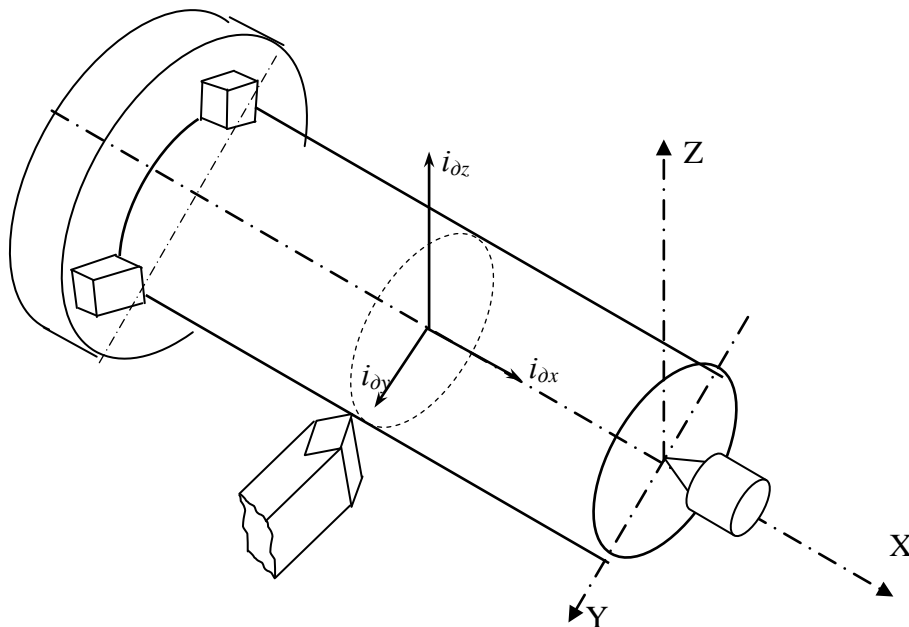


Рис. 6.13 Координатні струми у масі деталі, що обертається

Кожний з цих струмів має настільки специфічне походження, що йому необхідно присвячувати окрему роботу. На цей час найбільш вивченими вважаються струми  $i_{dy}$ , тобто те, що найбільш цікавило металооброблювальну промисловість з огляду на контроль за процесом формотворення та стану РІ. Фізика процесу утворення цього струму ( $i_{dy}$ ) настільки специфічна, що у низці наукових робіт було зроблено хибні висновки. Основною проблемою тут було те, що цей струм вимірювався приладами інтегруючої дії або для сталих електричних величин. Внаслідок цього виникли відповідні розходження у трактуваннях процесу.

Струм  $i_{dx}$  у деталях, закріплених у центрах, існує завжди і складається зі сталої і змінної складових. Стала складова є наслідком численних термопарних контактів, які завжди існують у металооброблювальних верстатах, що зв'язано зі специфікою їх будови. Якщо зважити на те, що завжди існує різниця між матеріалом деталі та верстата, то тут можна визначити ще одну сталу складову. За умови обертання деталі відбувається модуляція сталої частини переривчастими контактами тертя у масі деталі. Окрім цих сталих складових існує змінна досить широкого спектру (до десятків МГц). Все це і утворює вищеназваний струм. Окремо від вищеназваних струмів є струм  $i_{dx}$ . Цей струм є найменш вивченим, а тому деякою мірою можна вважати теоретичним, хоча і існує низка посередніх доказів його існування (наприклад явище уніполярної електрики для обертаємих тіл). За своїм походженням він є зв'язаним з інерційністю основних носіїв заряду, тобто електронів, які дуже сильно реагують на вібраційні процеси при металообробці. Така інерційність призводить до появи специфічного джерела струму з частотою вібрації деталі. На цей день це явище є повністю не вивченим і потребує широкого дослідження. Як показали дослідження, величини цих струмів коливаються у межах від одиниць до десятків мікроампер, але існують випадки, коли вони можуть сягати і кількох ампер. Необхідно також зауважити, що електрофізика металооброблювального обладнання у деяких наукових роботах вважається статичною [29]. У той же час, у роботі [26] доводять, що ця теза не виправдовує себе при безпосередніх вимірюваннях, а тому необхідно завжди враховувати разом із сталими структурами змінні, які у деяких випадках є зверхніми до статичних, а часом і перевищують їх на кілька порядків.

До підсумку вищесказаному є можливість стверджувати, що електромагнетні структури поля, притаманні всім металевим виробам, але чисто технічною задачею є визначення співвідношення їх потужності до чутливості відчутника. За таких обставин задача чутливості є задачею якості електромагнетного відчутника.

Окрім задачі чутливості та відчутника існують і технологічні задачі входження РІ у торкання з деталлю, тобто:

- фізичний процес, покладений у основу роботи системи торкання, повинен мати чіткий математичний опис, оскільки це має безпосередній вплив на точність визначення координати.

- сигнал, який формує відчутник необхідно обробити, а саме визначити його корисну складову та утворити відповідні команди до системи CNC;
- при підході інструмента до деталі необхідно створити сигнал “присутність”, який є фактично сигналом про існування у технологічному просторі обладнання;
- при торканні інструмента до деталі необхідно з максимальною швидкістю створити сигнал “торкання”.

Перш ніж будувати модель подібного процесу, необхідно вказати умови ідеальності технологічних об’єктів, які будуть застосовані у визначеній технологічній схемі реєстрації торкання зони “присутності” деталі. Оскільки у роботі [58], яка торкалася цього питання, вже були висловлені основні засади щодо магнетних властивостей технологічних об’єктів, то стосовно ідеалізованого технологічного об’єкта (ТО) необхідно обумовити наступне:

- ТО має ідеальну циліндричну форму, яка задовольняє висунутим умовам і відхилення від геометрії не реєструються ніякими відомими способами;
- ТО має ідеальні електромагнетні властивості, які підкоряються всім відомим електрофізичним законам у їх класичному використанні;

Виходячи з теорії електродинаміки, а саме: взаємодії еквівалентної струмової плівки, колового струму, постійного струму або спіну [22] (рис. 6.14а). Деталь уявляє собою соленоїд з нульовим кроком намотування, тобто переріз деталі, де відбувається торкання, можна уявити як кільце струму  $i_x$ , який утворює навколо себе магнетне поле. Згідно з цією тезою розміри магнетної індукції на відстані  $\Delta$  від поверхні деталі у верхівці РІ (точка А) утворюють два вектори магнетного поля. Ці вектори утворюються в результаті дії двох малих відрізків кільця  $dl_1$  та  $dl_2$ . Позаяк напрям струму у цих відрізках відносно протилежний за проекцією на вісь  $X$  деталі, то й вектори індукції, які індукуються ними, будуть перпендикулярні цій осі та протилежні за напрямком один до одного, тобто результуюче поле деталі набуває вигляду:  $d\vec{B}_{\text{дет}} = d\vec{B}_1 - d\vec{B}_2$ , де  $d\vec{B}_1$  та  $d\vec{B}_2$  – вектори індукції елементів  $dl_1$  та  $dl_2$ . Якщо зважити на те, що точка верхівки РІ співпадає з площиною перерізу, то є можливість записати з певною точністю (користуючись законом повного струму наступне:

$$B_{\text{дет}} = \frac{2\mu\mu_0 i_x}{\pi\Delta} \cdot \sin^2 \gamma_1 - \frac{\mu\mu_0 i_x}{4\pi r_{\text{дет}}} \ln \operatorname{tg} \left( \gamma_2 + \frac{\pi}{4} \right), \quad (6.73)$$

де  $\gamma_1, \gamma_2$  – растрові чвертькути, під яким спостерігається коло струму з точки А.

Оскільки  $r_{\text{дет}} \gg \Delta$  у запропонованому випадку, то є можливість вважати, що індукція, яка індукується деталлю у точці А, визначається як:

$$B_{\text{дет}} = \frac{2\mu\mu_0 i_x}{\pi\Delta} \cdot \sin^2 \gamma \quad (6.74)$$

РІ з достатньою вірогідністю можна уявити як циліндричний стрижень з площиною перерізу  $S_i$ , для якого виконуються умови (6.34), і який у точці А (на відстані  $\Delta$  від поверхні деталі) має індукцію  $B_i$ , вектор якої спрямований на вісь деталі та розташований у площині перерізу.

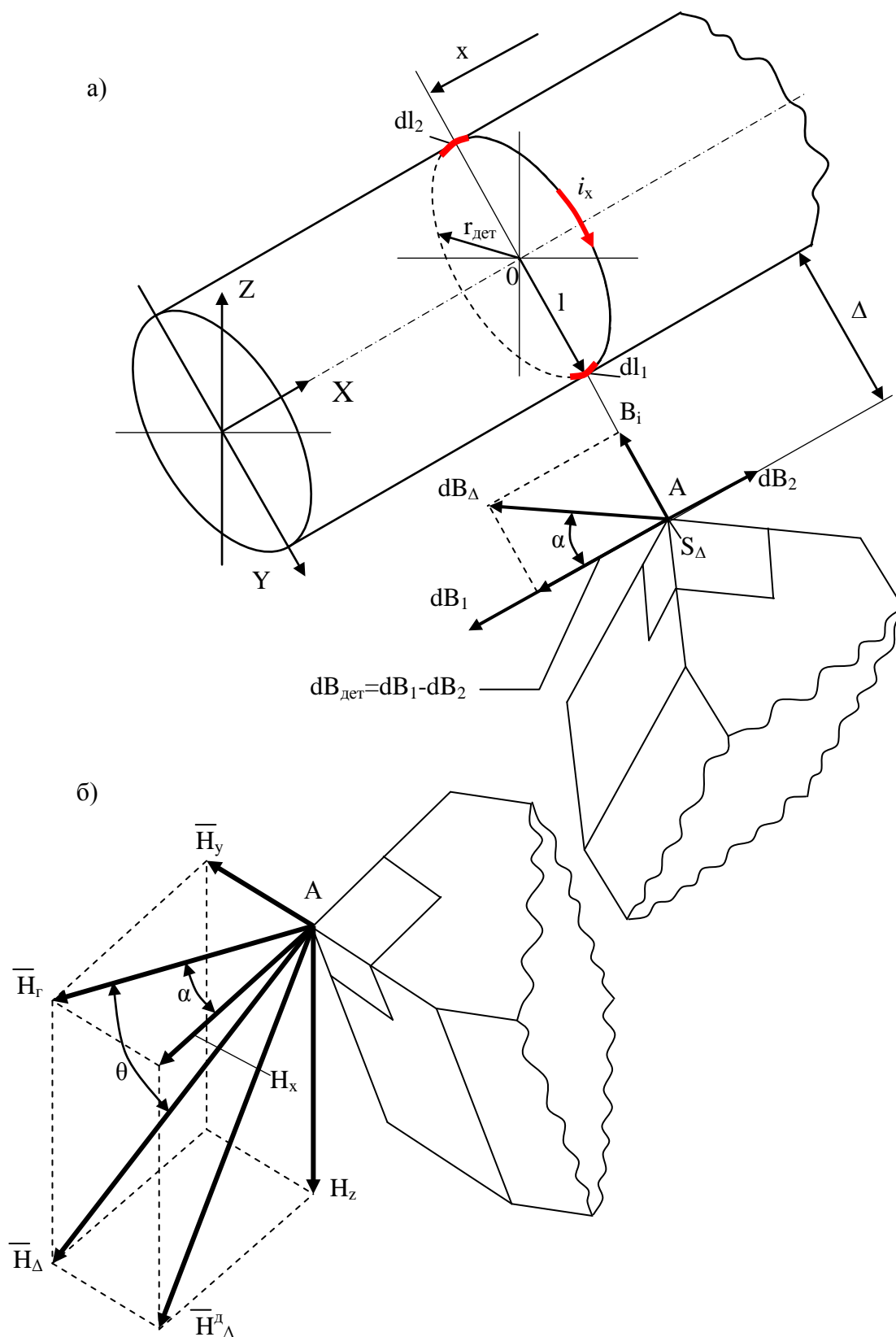


Рис. 6.14 Векторні діаграми магнетної взаємодії інструменту та деталі, де: а – векторна діаграма ближньої магнетної взаємодії, б – векторна діаграма повної магнетної взаємодії

За цих умов між вектором індукції інструмента  $B_i$  та вектором індукції деталі  $B_{\text{дет}}$  утворюється у першому наближенні практично прямий кут. Вектор сумарної дії у такому випадку визначається як:

$$\vec{B}_{\Delta} = \vec{B}_{\text{дет}} + \vec{B}_i, \quad (6.75)$$

а його модуль як

$$B_{\Delta} = \sqrt{B_{\text{дет}}^2 + B_i^2}. \quad (6.76)$$

Якщо зважити на те, що магнетна індукція РІ є стала за розмірами величина, яку виходячи з (6.34) можна визначити як:

$$B_i = B_{\text{ці}}(1 - k_{\text{фп}}), \quad (6.77)$$

тоді модулюючим чинником є магнетна індукція деталі через варіації щілини  $\Delta$  згідно з (6.74). Кут відхилення вектора магнетної індукції у щілині  $\Delta$  буде визначатися як:

$$\text{tg} \theta = \frac{dB_{\text{дет}}}{dB_i}. \quad (6.78)$$

Звідкіля випливає загальний вигляд виразу для  $B_{\Delta}$ :

$$B_{\Delta} = \frac{B_{\text{дет}}}{\sin \theta} = \frac{2\mu\mu_0 i_x \sin^2 \gamma}{\pi \Delta \sin \theta}. \quad (6.79)$$

Або, виходячи з (6.34):

$$B_{\Delta} = \frac{B_{\text{ці}} \left( 1 - k_{\text{фп}} \frac{4x^2}{l_c^2} \right)}{\sin \theta}. \quad (6.80)$$

Прирівнюючи (6.74) та (6.34) і вважаючи, що  $\alpha \approx \pi/2$  (розд. 2.6), отримуємо вираз щодо кільцевого струму  $i_x$  з огляду на те, що  $H_{\text{ц}}$  можна уявити як:

$$H_{\text{ц}} = \frac{i_{\text{ц}}}{\pi \Delta}, \text{ то } i_x = i_{\text{ц}} \left( 1 - k_{\text{фп}} \frac{4x^2}{l_c^2} \right). \quad (6.81)$$

Тобто, у цьому випадку можливо моделювати процес, користуючись еквівалентними струмами.

Отримані вирази для магнетної індукції є статичні і викликають появу сигналу у чутнику тільки у тому разі, коли модулюються побічними ефектами.

Реальний вплив на магнетне поле у щілині  $\Delta$  при малих відстанях (0...1500 мкм) мають два чинники: це нестабільність щілини внаслідок шорсткості поверхні та нерівномірності розподілу магнетного поля по поверхні деталі та РІ (рис. 6.15). Обидва цих чинники мають вплив тільки за умови відносного руху РІ та деталі. Так відносний рух РІ і деталі з утриманням статичної координати розташування викликає модуляцію щілини  $\Delta$  шорсткістю поверхні деталі (рис. 6.16). Якщо для зручності приймати, що поверхня, над якою рухається РІ, розгорнута у пряму лінію (вісь  $X$ ), яка співпадає з мінімальним значенням функції шорсткості  $F_{\text{ш}}(x)$ , то РІ буде рухатись на відстані  $\Delta$  від осі  $X$ .



Магнетна напруженість буде залежна від різниці  $\Delta - F_{\text{ш}}(x)$ , тобто:

$$H_{\text{ш}} = \frac{2i \cdot \sin^2 \gamma}{\pi [\Delta - F_{\text{ш}}(x_1)]}. \quad (6.82)$$

У загальному випадку, коли поверхня рухається повз верхівку РІ з швидкістю  $V_{\text{л}} = 2\pi R n_{\text{д}}$  (або  $V_{\text{л}} = 2\pi R n_i$ ), швидкість зміни магнетної напруженості визначимо як:

$$\frac{dH_{\text{ш}}}{dt} = \left[ \frac{2i \cdot \sin^2 \gamma}{\pi [\Delta - F_{\text{ш}}(x)]} \right]' = \frac{2F'_{\text{ш}}(x) \cdot i \cdot \sin^2 \gamma}{\pi [\Delta - F_{\text{ш}}(x)]^2}. \quad (6.83)$$

Функція шорсткості  $F_{\text{ш}}(x)$  є складною функцією, неявно залежною від параметру  $t$ , тому:

$$F'_{\text{ш}}(x) = \frac{\partial F_{\text{ш}}(x)}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t}. \quad (6.84)$$

З рис. 6.16 можна визначити залежність  $\Delta x = V_{\text{л}} \cdot \Delta t$  або за переходом до диференціалів:

$$\frac{dx}{dt} = V_{\text{л}}. \quad (6.85)$$

Лінійна швидкість руху  $V_{\text{л}}$  для деталі, що обертається:

$$V_{\text{л}} = 2\pi r_{\text{дет}} \cdot n_{\text{дет}} \quad (6.86)$$

або для РІ

$$V_{\text{л}} = 2\pi r_i \cdot n_i \quad (6.87)$$

де  $n_{\text{дет}}$  та  $n_i$  – оберти за секунду.

Звідкіля випливає, що:

$$F'_{\text{ш}}(x) = \frac{\partial F_{\text{ш}}(x)}{\partial x} \cdot V_{\text{л}} = \frac{\partial F_{\text{ш}}(x)}{\partial x} \cdot 2\pi r_{\text{дет}} \cdot n_{\text{дет}} = \frac{\partial F_{\text{ш}}(x)}{\partial x} \cdot 2\pi r_i \cdot n_i. \quad (6.88)$$

Підставляючи (6.88) у (6.83), отримується наступна залежність для похідної від  $H_{\Delta}$  у часі, залежної від шорсткості (перехід у систему координат деталі та РІ) (рис.6.16б):

- для обертаємої деталі

$$\frac{dH_{\text{ш}}}{dt} = \frac{\partial F_{\text{ш}}(y)}{\partial y} \cdot \frac{4i_x \cdot r_{\text{дет}} n_{\text{дет}} \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta - F_{\text{ш}}(y)]^2}, \quad (6.89)$$

- для обертаємого інструмента.

$$\frac{dH_{\text{ш}}}{dt} = \frac{\partial F_{\text{ш}}(z)}{\partial z} \cdot \frac{4i_x \cdot r_i n_i \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta - F_{\text{ш}}(z)]^2}. \quad (6.90)$$

З виразів (6.89) та (6.90) можна зробити наступні висновки:

- величина  $dH_{\text{ш}}/dt$  залежить від статичної функції шорсткості поверхні  $F_{\text{ш}}(x)$ , причому не стільки від перепаду висот мікрорельєфу, скільки від його похилості, тобто  $dF_{\text{ш}}(x)/dt$ ;
- величина  $dH_{\text{ш}}/dt$  є прямо залежною від радіусу деталі ( $r_{\text{дет}}$ ) або радіусу руху інструмента ( $r_i$ );

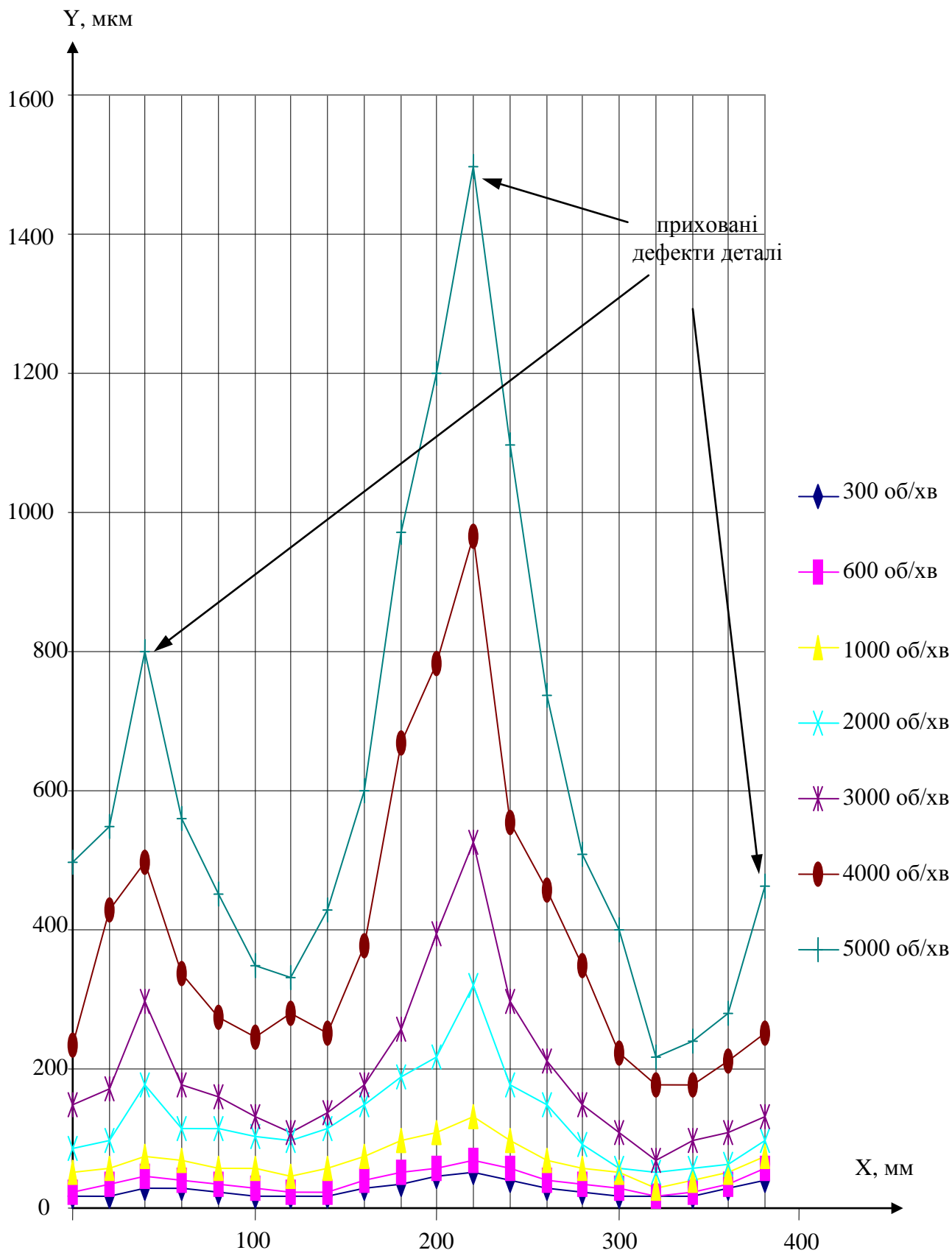


Рис. 6.15 Середньостатистичні значення відстані “присутності” ближньої взаємодії (матеріал Сталь 45, діаметр 80 мм)

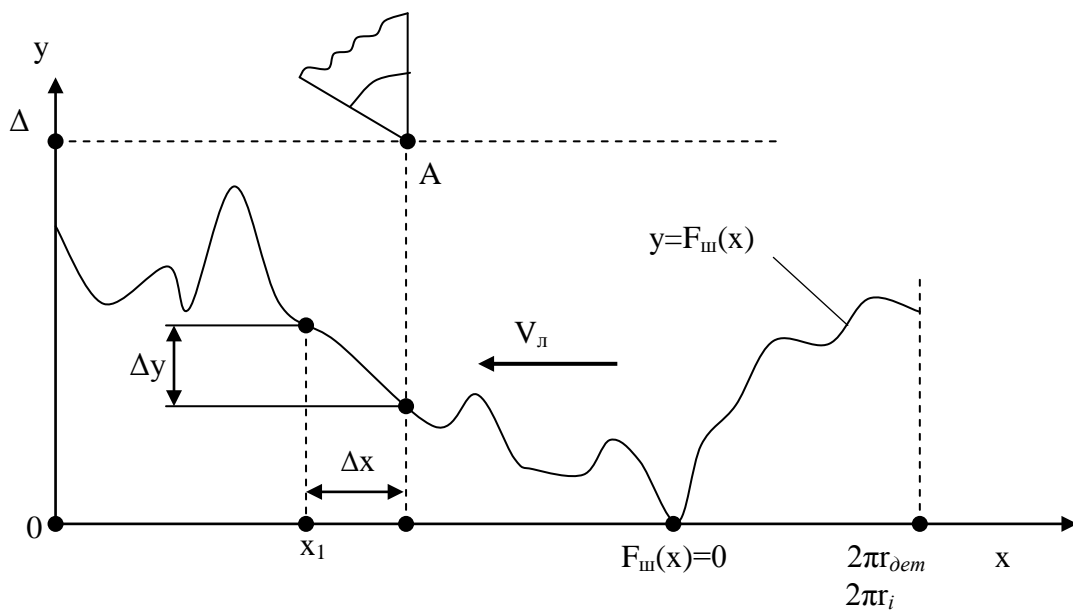


Рис. 6.16 Залежність розмірів щілини  $\Delta$  від шорсткості поверхні деталі та її вплив на величину сигналу чутника

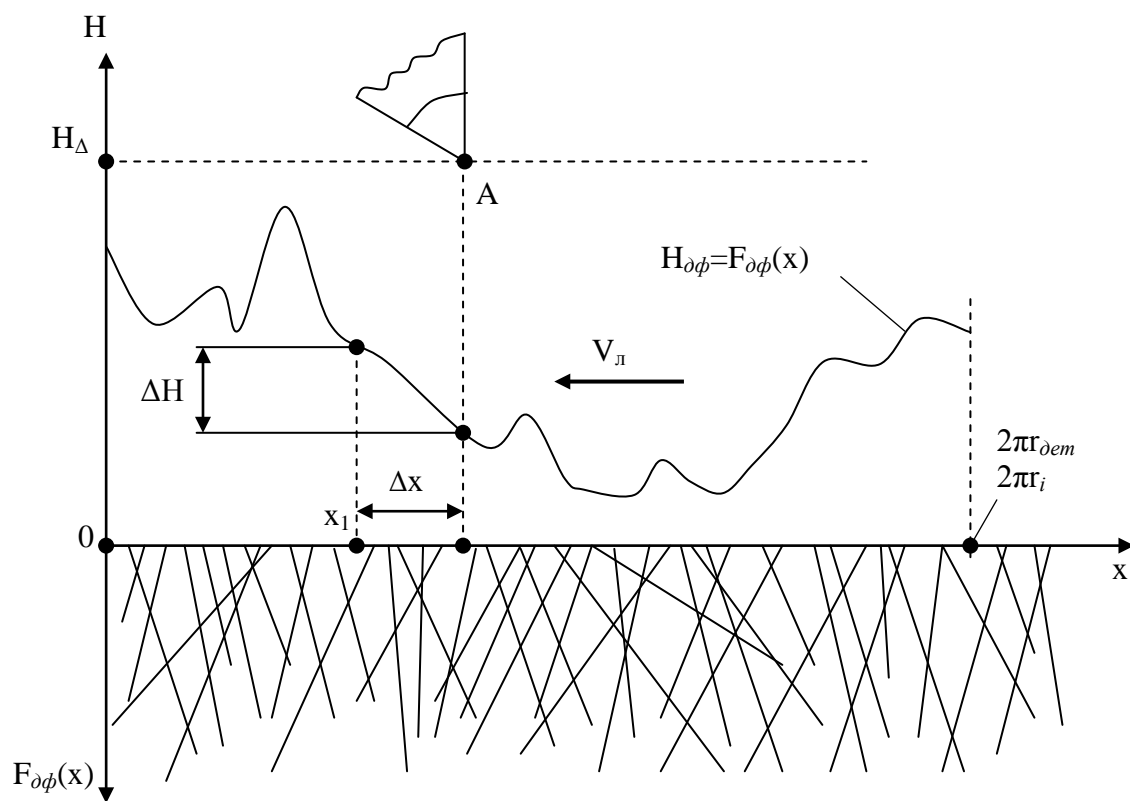


Рис. 6.17 Вплив поверхневого дефектного шару на сигнал чутника через спотворювання утворюваного ним поля

- величина  $dH_{\text{ш}}/dt$  є прямою залежною від обертів деталі ( $n_{\text{дет}}$ ) або радіусу руху інструмента ( $n_i$ );
- величина  $dH_{\text{ш}}/dt$  є зворотною залежною від квадрату різниці  $[\Delta - F_{\text{ш}}(x)]^2$ , і який має головний вплив на розмір цієї величини.

Для того, щоб мати повне уявлення, які саме складові впливають на вихідний сигнал відчутника необхідно провести гармонійний аналіз функції  $F_{\text{шф}}(y)$  [або  $F_{\text{шф}}(z)$ ], оскільки характеристика чутливості відчутника має явно вибірювальний характер (резонансний контур). У такому разі робиться припущення, що функція  $F_{\text{шф}}(x)$  окрім чіткої періодичності у часі задовольняє всім вимогам стосовно розкладу у гармонійний ряд [14]. Тоді функцію  $F_{\text{шф}}(x)$  можна записати як:

$$F_{\text{шф}}(x) = \frac{A_0}{2} + A_1 \cos(\omega x + \varphi_1) + A_2 \cos(2\omega x + \varphi_2) + \dots + A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) + \dots$$

де  $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$  та  $\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{a_n}{b_n}$ ,  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ,  $T = \frac{1}{n_{\text{дет}}} = \frac{1}{n_i}$ . (6.91)

Звідкіля випливає, що:

$$\frac{\partial F_{\text{шф}}(x)}{\partial x} = -A_1 \omega \sin(\omega x + \varphi_1) - A_2 2\omega \sin(2\omega x + \varphi_2) - \dots - A_n \cdot n\omega \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n) + \dots \quad (6.92)$$

Досить легко доводиться, що функція  $F_{\text{шф}}(x)$  є парною, якій притаманна симетрія I-го роду [14]

У такому випадку є справедливими наступні залежності:

$$b_n = 0; A_n = b_n = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} F_{\text{шф}}(y) \cdot \cos(n \cdot \omega \cdot x) \cdot dx, \quad (6.93)$$

де ( $n = 0, 1, 2, \dots$ )

Звідкіля слідує, що формули (6.91) та (6.92) спростовується до наступних виразів:

$$F_{\text{шф}}(y) = A_1 \cdot \cos(\omega x + \varphi_1) + A_2 \cdot \cos(2\omega x + \varphi_2) + \dots + A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n)$$

$$\frac{\partial F_{\text{шф}}(y)}{\partial x} = -A_1 \omega \sin(\omega x + \varphi_1) - A_2 2\omega \sin(2\omega x + \varphi_2) - \dots - A_n n\omega \sin(n\omega x + \varphi_n). \quad (6.94)$$

Згортка виразів (6.94) та їх підстановка у (6.91) та (6.92) дають наступні результати:

$$\left( \frac{dH_{\text{шф}}}{dt} \right)_{\text{дет}} = -8\pi \cdot r_{\text{дет}} \cdot n_{\text{дет}}^2 \cdot i_x \cdot \sin^2 \gamma \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ \Delta - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2}$$

$$\left( \frac{dH_{\text{шф}}}{dt} \right)_i = -8\pi \cdot r_i \cdot n_i^2 \cdot i_x \cdot \sin^2 \gamma \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ \Delta - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2}. \quad (6.95)$$

Аналізуючи вираз (6.95), є можливість стверджувати, що при обертанні деталі навколо неї буде існувати змінне магнетне поле, частота якого безпосередньо зв'язана з періодом обертання.

Частоти коливань сигналу досить малі. Так наприклад, при обертанні у 3000 об/хв. Частота коливань по першій складовій спектра ( $A_1$ ) буде відповідати лише 50 Гц. Використовувати відчутник з такою резонансною частотою неможливо через його занадто великі розміри та низьку швидкодію. Тому у дослідях орієнтування йшло на більш високі частоти (починаючи з 5 кГц). Тим не менш був отриманий досить відчутний ефект [57]. Це надало можливість повністю довести дієвість виразу (6.91) та гармонічний аналіз функції  $F_{\text{шф}}(y)$  (6.94). Безпосередньо визначити величини амплітуд  $A_1, A_2, A_5, \dots, A_{n+1}$  у розкладі спектра і на тепер досить складно та вимагає застосування спеціальних методик.

Другим за впливом чинником є спотворення магнетного поля поверхневими та внутрішніми дефектами. Здебільшого ці дефекти є приховані у масі деталі і можуть бути знайдені тільки спеціальними методами. На чутник, встановлений на різальному інструменті, сигнал про їх наявність потрапляє через спотворене магнетне поле, яке вони утворюють своїм існуванням.

Сутність таких дефектів полягає в тому, що наявність мікрощілини у приповерхневому шарі викликає підвищений опір магнетному полю. Як наслідок виникає виривлення магнетних силових ліній зі зміною напруженості магнетного поля (див. рис. 6.17). Функція дефектів  $F_{\text{дф}}^0(x)$  є вірогіднісна функція, залежна від конкретних властивостей матеріалу [9]. Внаслідок її взаємодії з магнетним полем утворюється образ-функція  $H^0 = f[F_{\text{дф}}^0(x)]$ , яка є тісно зв'язаною з дефектною структурою деталі. На відміну від  $F_{\text{шф}}(x)$  функція  $F_{\text{дф}}^0(x)$  не може розглядатися як попередня лише у перерізі деталі, оскільки має мікро властивості, характерні лише їй. Результируюча дія функції дефектів може мати опис на засадах двох векторів магнетного поля (рис. 6.18).

$$\vec{H}_{\text{дф}} = \vec{H}_{\text{дф}}^x + \vec{H}_{\text{дф}}^z. \quad (6.96)$$

Перший з них є вектор, співпадаючий з напрямком вектора  $\vec{H}_x$  і може мати опис такий самий, як і для функції  $F_{\text{дф}}(x)$ . Другий є співпадаючим з напрямком вектора  $\vec{H}_z$  і може мати опис через магнетне поле, утворене струмом  $i_{\partial x}$ .

Вплив функції  $H_{\text{дф}}^0$  на величини вектора  $\vec{H}_x$  можна розглянути наступним чином. Зважаючи на те, що першорідна функція дефектів  $F_{\text{дф}}^0(x)$  утворює споріднене магнетне поле  $H_{\text{дф}}^0(x)$ , є можливість стверджувати, що існує така геометрична функція  $F_{\text{дф}}(x)$ , котра задовольняє умові  $F_{\text{дф}}(x) = f[H_{\text{дф}}^0(x)]$ .

Тут необхідно зауважити, що функція  $F_{\text{дф}}(x)$  є за суттю уявна і ні в якому разі не можна стверджувати, що вона дорівнює першорідній функції  $F_{\text{дф}}^0(x)$ .

Але, користуючись цією уявною функцією, є можливість зробити її опис за аналогією з функцією  $F_{\text{шф}}(x)$ , тобто функцію  $F_{\text{дф}}(x)$  можна задавати як залежну від колового струму  $i_x$  [22], що має безпосередній вплив на магнетну напруженість при сталому розмірі щілини  $\Delta$ , то з рис. 6.18 матимемо наступне:

$$\frac{dH_{\text{дф}}(x)}{dt} = \frac{\partial H_{\text{дф}}}{\partial t} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial H_{\text{дф}}(x)}{\partial x} \cdot V_{\text{л}}, \quad (6.96)$$

де  $V_{\text{л}}$  – виводиться з співвідношення  $\Delta x = V_{\text{л}} \Delta t$  у такий же спосіб, як і в (6.85).

При заданні функції  $F_{\text{дф}}(x)$  у такий спосіб необхідно відмітити дві особливості:

- розміри щілини  $\Delta$  для функції  $F_{\text{шф}}(x)$  не дорівнюватиме розміру щілини  $\Delta_{\text{дф}}$  для функції  $F_{\text{дф}}(x)$ , тобто величина  $\Delta_{\text{дф}}$  – теж є уявна;
- мінімальне значення функції  $F_{\text{дф}}(x)$  так само, як і функції  $F_{\text{шф}}(x)$  співпадає з мінімальним значенням радіусу деталі.

Звідкіля слідує, що функцію складову  $\vec{H}_{\text{дф}}^x$  можна задати як функцію еквівалентного струму контуру та геометрії поверхневих дефектів:

$$H_{\text{дф}}^x(x) = \frac{2i_x \cdot \sin^2 \gamma}{\pi [\Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(x)]}. \quad (6.97)$$

Тобто по аналогії з (6.82) є можливість записати для деталі, що оброблюється (система координат верстата):

$$\left[ \frac{dH_{\text{дф}}^x(y)}{dt} \right]_{\text{дет}} = \frac{\partial F_{\text{дф}}(y)}{\partial y} \cdot \frac{4i_x \cdot r_{\text{дет}} n_{\text{дет}} \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(y)]^2} \quad (6.98)$$

та для інструмента, що обертається

$$\left[ \frac{dH_{\text{дф}}^x(y)}{dt} \right]_i = \frac{\partial F_{\text{дф}}(y)}{\partial y} \cdot \frac{4i_x \cdot r_i n_i \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(y)]^2}. \quad (6.99)$$

Функція дефектів  $F_{\text{дф}}^x(x)$  так само, як і  $F_{\text{шф}}(x)$ , може бути розкладеною у ряд Фур'є, оскільки має такі ж самі властивості, тобто є парною:

$$b_n = 0; \quad A_n = a_n = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} F_{\text{дф}}^x(x) \cdot \cos(n \cdot \omega \cdot x) \cdot dx, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (6.100)$$

$$F_{\text{дф}}^x(x) = A_1 \cdot \cos(\omega x + \varphi_1) + A_2 \cdot \cos(2\omega x + \varphi_2) + \dots + A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \quad (6.101)$$

$$\frac{\partial F_{\text{дф}}^x(x)}{\partial x} = -A_1 \omega \sin(\omega x + \varphi_1) - A_2 2\omega \sin(2\omega x + \varphi_2) - \dots - A_n n\omega \sin(n\omega x + \varphi_n)$$

Згортка виразів (6.101) та їх підстановка у (6.99) та (6.100) надає такий саме результат, як і для  $F_{\text{шф}}(x)$  (6.95) для деталі:

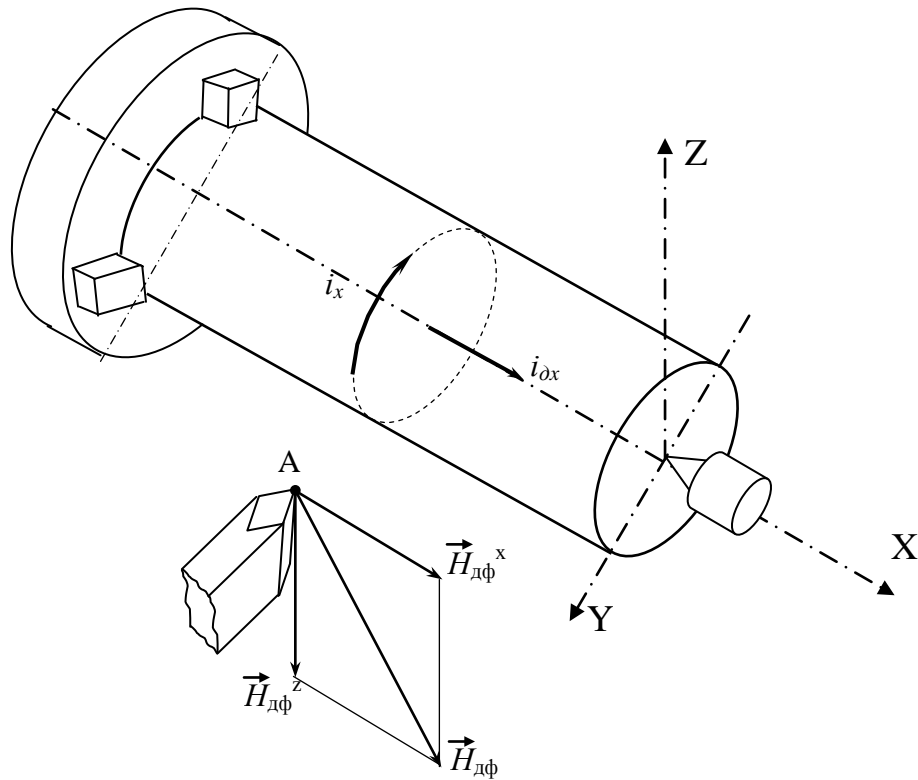


Рис. 6.18 Складові вектора  $\vec{H}_{дф}$

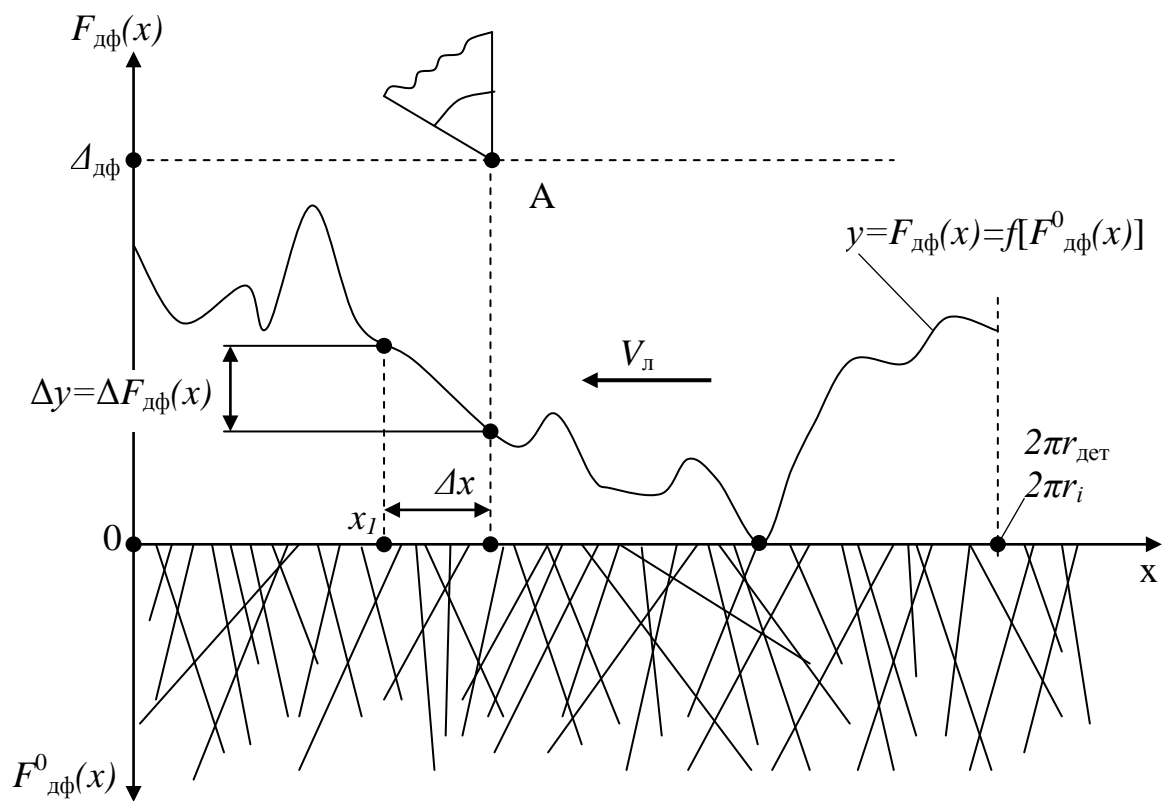


Рис. 6.19 Вплив поверхневого дефектного шару на сигнал відчитника через спотворюване ним магнетне поле

$$\left( \frac{dH_{\text{дф}}^x(y)}{dt} \right)_{\text{дет}} = -8\pi \cdot r_{\text{дет}} \cdot n_{\text{дет}}^2 \cdot i_x \cdot \sin^2 \gamma \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ \Delta_{\text{дф}} - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2} \quad (6.102)$$

та для інструмента

$$\left( \frac{dH_{\text{дф}}^x(y)}{dt} \right)_i = -8\pi \cdot r_i \cdot n_i^2 \cdot i_x \cdot \sin^2 \gamma \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ \Delta_{\text{дф}} - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2} \cdot \quad (6.103)$$

Друга складова вектора  $\vec{H}_{\text{дф}}$  є його проекцією на вісь  $Z$  у точці  $A$ , і може бути описана як функціональна залежність від струму  $i_{\partial x}$  (рис.6.18):

$$H_{\text{дф}}^z(x) = \frac{i_{\partial x}}{2\pi \left[ r_{\text{дет}} + \Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(x) \right]}. \quad (6.104)$$

Тобто по аналогії з (6.99, 6.100) є можливість записати для деталі, що обертається

$$\left[ \frac{dH_{\text{дф}}^z(y)}{dt} \right]_{\text{дет}} = \frac{\partial F_{\text{дф}}(y)}{\partial y} \cdot \frac{i_{\partial x}}{2\pi \left[ r_{\text{дет}} + \Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(y) \right]^2} \quad (6.105)$$

та для інструмента, що обертається

$$\left[ \frac{dH_{\text{дф}}^z(z)}{dt} \right]_i = \frac{\partial F_{\text{дф}}(z)}{\partial z} \cdot \frac{i_{\partial x}}{2\pi \left[ r_i + \Delta_{\text{дф}} - F_{\text{дф}}(z) \right]^2}. \quad (6.106)$$

Ця складова вектору  $\vec{H}_{\text{дф}}^z$  має такі ж властивості як і попередня, а тому може бути розкладена у ряд Фур'є:

$$b_n = 0; \quad A_n = a_n = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} F_{\text{дф}}^x(y) \cdot \cos(n \cdot \omega \cdot x) \cdot dx \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

$$F_{\text{дф}}^x(y) = A_1 \cdot \cos(\omega x + \varphi_1) + A_2 \cdot \cos(2\omega x + \varphi_2) + \dots + A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n),$$

$$\frac{\partial F_{\text{дф}}^x(y)}{\partial x} = -A_1 \omega \sin(\omega x + \varphi_1) - A_2 2\omega \sin(2\omega x + \varphi_2) - \dots - A_n n\omega \sin(n\omega x + \varphi_n). \quad (6.107)$$

Згортка цих виразів дає наступний результат:

$$\left( \frac{dH_{\text{дф}}(y)}{dt} \right)_{\text{дет}} = -2\pi \cdot r_{\text{дет}} \cdot n_{\text{дет}}^2 \cdot i_{\text{дх}} \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ r_{\text{дет}} + \Delta_{\text{дф}} - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2} \quad (6.108)$$

для деталі, що обертається, та:



$$\left( \frac{dH_{\text{дф}}^x(y)}{dt} \right)_i = -2\pi \cdot r_i \cdot n_i^2 \cdot i_{\text{ох}} \cdot \frac{\sum_{n=1}^n n \cdot A_n \cdot \sin(n\omega x + \varphi_n)}{\left\{ r_i + \Delta_{\text{дф}} - \sum_{n=1}^n A_n \cdot \cos(n\omega x + \varphi_n) \right\}^2} \quad (6.109)$$

для інструмента, що обертається.

Проведені експериментальні дослідження (рис. 6.20) довели схожість поведінки електромагнетного поля деталі, що обертається з отриманими математичними виразами (6.95).

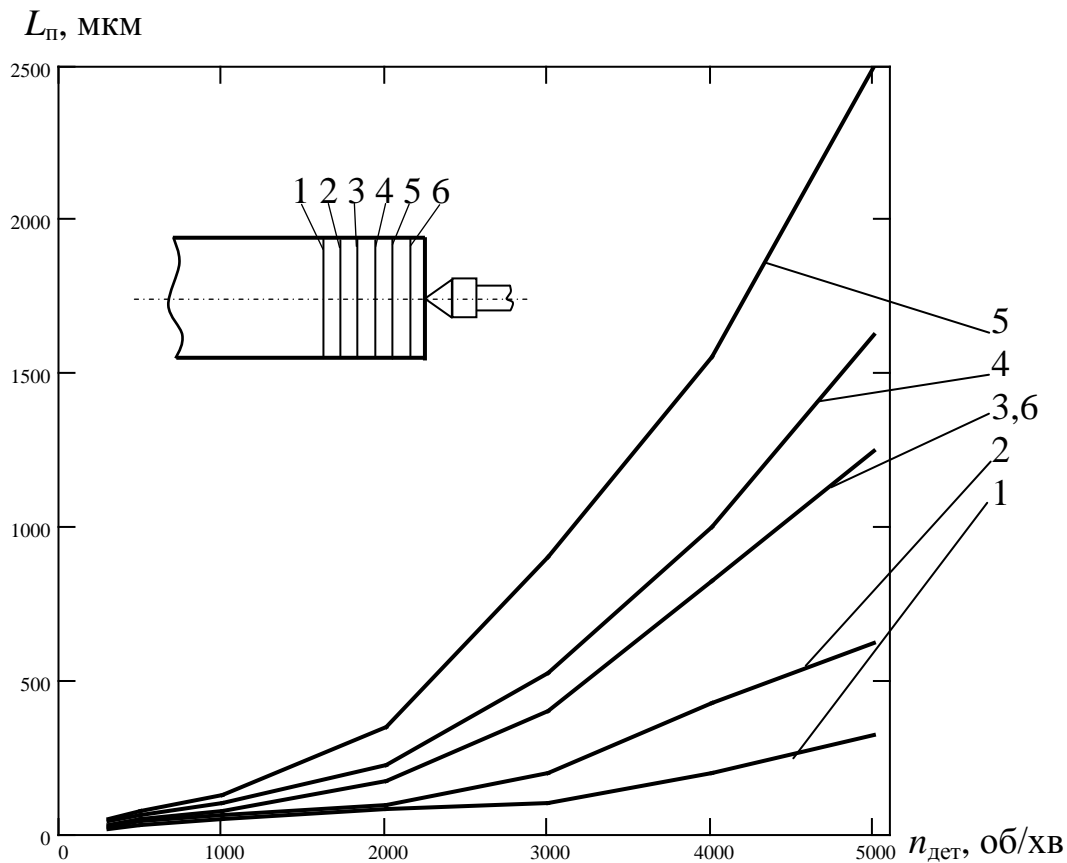


Рис. 6.20 Розміри зони присутності ( $L_{\text{п}}$ ) деталі у різних перерізах в залежності від її обертів (матеріал Сталь 45,  $\varnothing 80$  мм, Т15К6, крок перерізів – 10 мм). Рівні 1,2 – відповідають нормальній бездефектній поверхні  $R_z 50$ ; рівні 3, 4, 5, 6 – відповідають прихованим дефектам та збільшеній шорсткості поверхні  $R_z 150$ .

Висновки з цих виразів (6.108, 6.109) слідують такі ж самі, як і з виразів стосовно шорсткості поверхні. У наведених виразах для обертаємого інструменту залежності стосуються взаємодії одного зуба інструмента з поверхнею матеріалу. У випадку фрезеруванні, коли їх більше за один, необхідно враховувати взаємодію кожного з них у виразах функцій шорсткості

та дефектів. За умовами обидві функції є періодичними з періодом  $2\pi$  (внаслідок обертання інструмента). Тому взаємодія кожного наступного зуба інструмента буде зсунутою за фазою кратно його чергового номера. Фаза для кожного зуба визначається як:

$$\varphi_{k_3} = 2\pi \frac{(k_3 - 1)}{m}, \quad (6.110)$$

де  $k_3$  – номер різального зуба по черзі;

$m$  – загальна кількість різальних зубців.

У такому випадку функції магнетного поля, залежні від функцій шорсткості і дефектності деталі, набувають вигляду:

$$\frac{dH_{шk_3}}{dt} = \sum_{k_3=1}^m \frac{\partial F_{ш}(z_{k_3})}{\partial z} \cdot \frac{4i \cdot r_i n_i \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta - F_{ш}(z_{k_3})]^2}; \quad (6.111)$$

$$\frac{dH_{дфk_3}}{dt} = \sum_{k_3=1}^m \frac{\partial F_{дф}(z_{k_3})}{\partial z} \cdot \frac{4i \cdot r_i n_i \cdot \sin^2 \gamma}{[\Delta - F_{дф}(z_{k_3})]^2}; \quad (6.112)$$

де функції  $F_{ш}(z_{k_3})$  та  $F_{дф}(z_{k_3})$  обираються з умови:

$$z_{k_3} = \omega_i t + 2\pi \frac{(k_3 - 1)}{m}. \quad (6.113)$$

Наведені вирази стосовно обертаємого інструменту стосуються виключно взаємодії торця інструмента по координаті  $Z$ .

Порівняльний аналіз потужності сигналу, що отримується від функцій шорсткості та дефектності деталі, вказує на те, що на загальному тлі більш вагомий внесок магнетні дефекти [59]. Потужність цих магнетних полів занадто мала навіть для феромагнетних матеріалів (близько 1500 мкм), а для діаманетиків відсутня. Тому для отримання більш великих відстаней для сигналу “присутності” система торкання створює штучний струм  $i_2 = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$ , який утворює навколо деталі змінне магнетне поле (рис. 6.21, 6.22) для підсилення фізичного принципу роботи чутника:

$$H_{д} = \frac{I_0 \sin(\omega t + \varphi)}{2\pi(r_{дет} + \Delta)} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2), \quad (6.114)$$

де  $I_0$  – амплітудне значення змінного штучного струму;

$\omega$  – колова частота струму;

$\varphi$  – фаза струму;  $r_{дет}$  – радіус деталі;

$\Delta_{п}$  – розмір щілини “присутності”;

$\theta_1$  та  $\theta_2$  – растрові кути спостереження кінцівок деталі з верхівки  $A$  інструмента.

Ця функція виправдовує свою дію при  $\Delta \gg 0$ , тобто набагато більше, ніж це притаманно ближній взаємодії. Утворені штучним струмом  $i_2 = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$  напруженості електромагнетного поля  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  призначені для реєстрації наближення робочого інструмента до деталі, утворюючи сигнал “присутність”

для системи CNC. Керуючи величиною змінного струму  $I_0$ , є можливість отримувати різні відстані реєстрації “присутності” (рис. 6.15, 6.21).

Звертаючись до виразу магнетного потоку у щілині  $\Delta$  між інструментом та деталлю стосовно токарної обробки необхідна похідна  $dH_{\Delta}/dt$  визначиться як

$$\frac{d\vec{H}_{\Delta}}{dt} = \frac{d\vec{H}_x}{dt} + \frac{d\vec{H}_i}{dt} + \frac{d\vec{H}_{ш}}{dt} + \frac{d\vec{H}_{дф}}{dt} + \frac{d\vec{H}_д}{dt} . \quad (6.115)$$

Якщо зважити на те, що  $H_x$  та  $H_i$  є статичні поля, то

$$\frac{d\vec{H}_x}{dt} = 0; \quad \frac{d\vec{H}_i}{dt} = 0 . \quad (6.116)$$

З цього слідує, що сигнал чутника формується під дією динамічних магнетних полів при  $V_n \neq 0$ , тобто

$$\frac{d\vec{H}_{\Delta}}{dt} = \frac{d\vec{H}_{ш}}{dt} + \frac{d\vec{H}_{дф}}{dt} + \frac{d\vec{H}_д}{dt} . \quad (6.117)$$

Звертаючись до векторної діаграми (рис. 6.14б) повної магнетної взаємодії між інструментом та деталлю у щілині  $\Delta$  можна стверджувати наступне:

$$\vec{H}_Y = \vec{H}_{ш} + \vec{H}_{дф} + \vec{H}_i; \quad (6.118)$$

$$\vec{H}_X = \vec{H}_x; \quad \vec{H}_Z = \vec{H}_д . \quad (6.119)$$

$$\text{Кут горизонтального відхилення дорівнює: } tg\alpha = \frac{\vec{H}_y}{\vec{H}_x} . \quad (6.120)$$

$$\text{Вектор повної взаємодії } \vec{H}_{\Delta} \text{ дорівнює: } \vec{H}_{\Delta} = \vec{H}_x + \vec{H}_y + \vec{H}_z . \quad (6.121)$$

$$\text{Вектор горизонтальної взаємодії } \vec{H}_r: \vec{H}_r = \vec{H}_y + \vec{H}_x . \quad (6.122)$$

$$\text{Кут нахилу вектора } \vec{H}_{\Delta} \text{ дорівнює: } tg\theta = \frac{\vec{H}_y}{\vec{H}_a} . \quad (6.123)$$

$$\text{Вектор безпосередньої дії на відчутник } \vec{H}_{\Delta}^n \text{ дорівнює: } \vec{H}_{\Delta}^n = \vec{H}_x + \vec{H}_y , \quad (6.124)$$

$$\text{або при переході до діючих величин дорівнює: } H_{\Delta}^n = H_{\Delta} \cdot \cos\alpha , \quad (6.125)$$

де модуль повного магнетного вектора  $H_{\Delta}$  дорівнює:

$$H_{\Delta} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2} . \quad (6.126)$$

Оскільки на відчутник безпосередньо впливає тільки частина векторів магнетних полів, то:

$$\frac{dH_{\Delta}}{dt} = \sqrt{\left(\frac{dH_{ш}}{dt} + \frac{dH_{дф}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dH_д}{dt}\right)^2} . \quad (6.127)$$

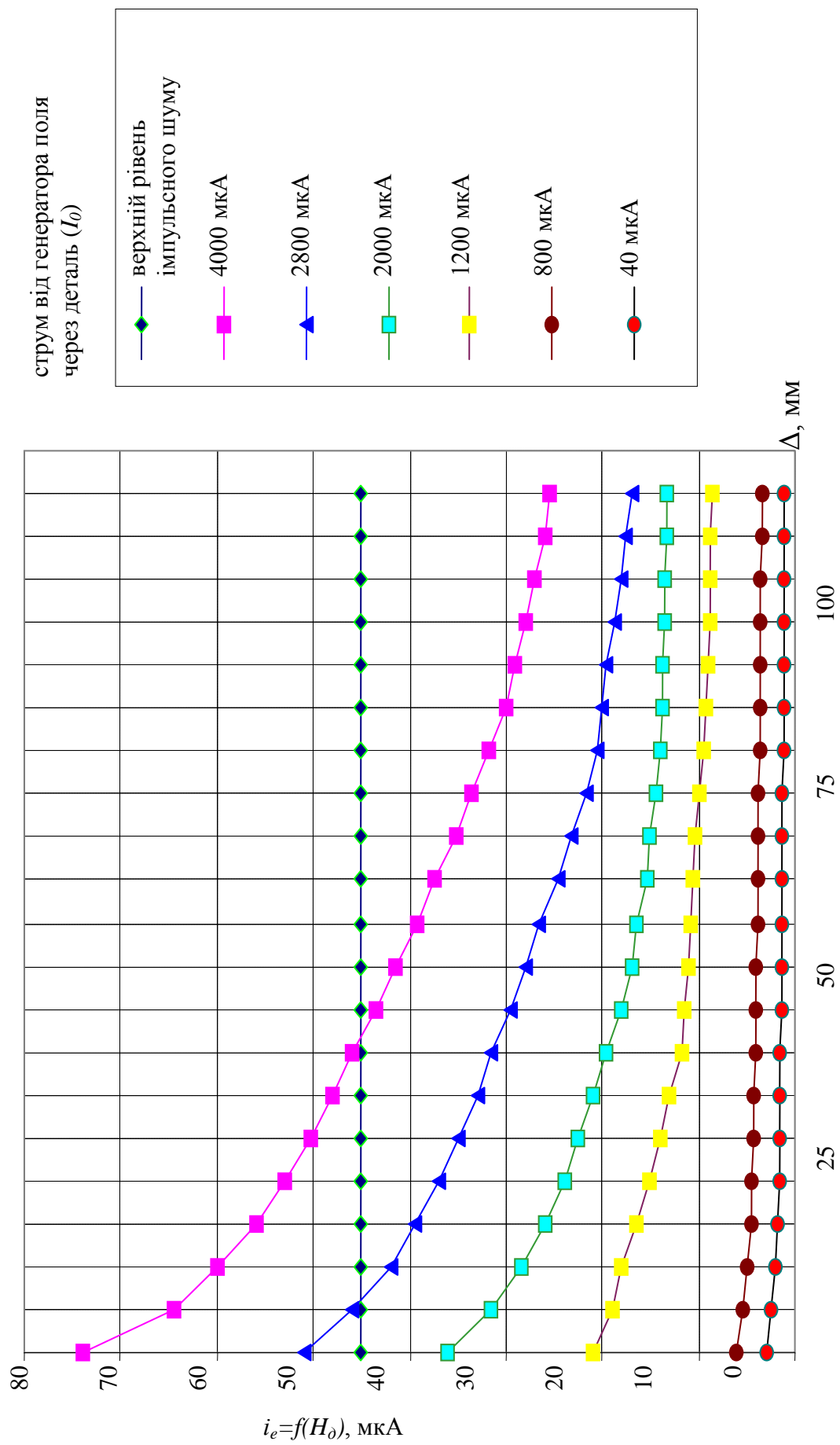


Рис. 6.21 Залежність еквівалентного струму у просторі навколо циліндричної деталі (діаметр 80 мм, Сталь 45) у статичному стані (центральный перетин деталі)

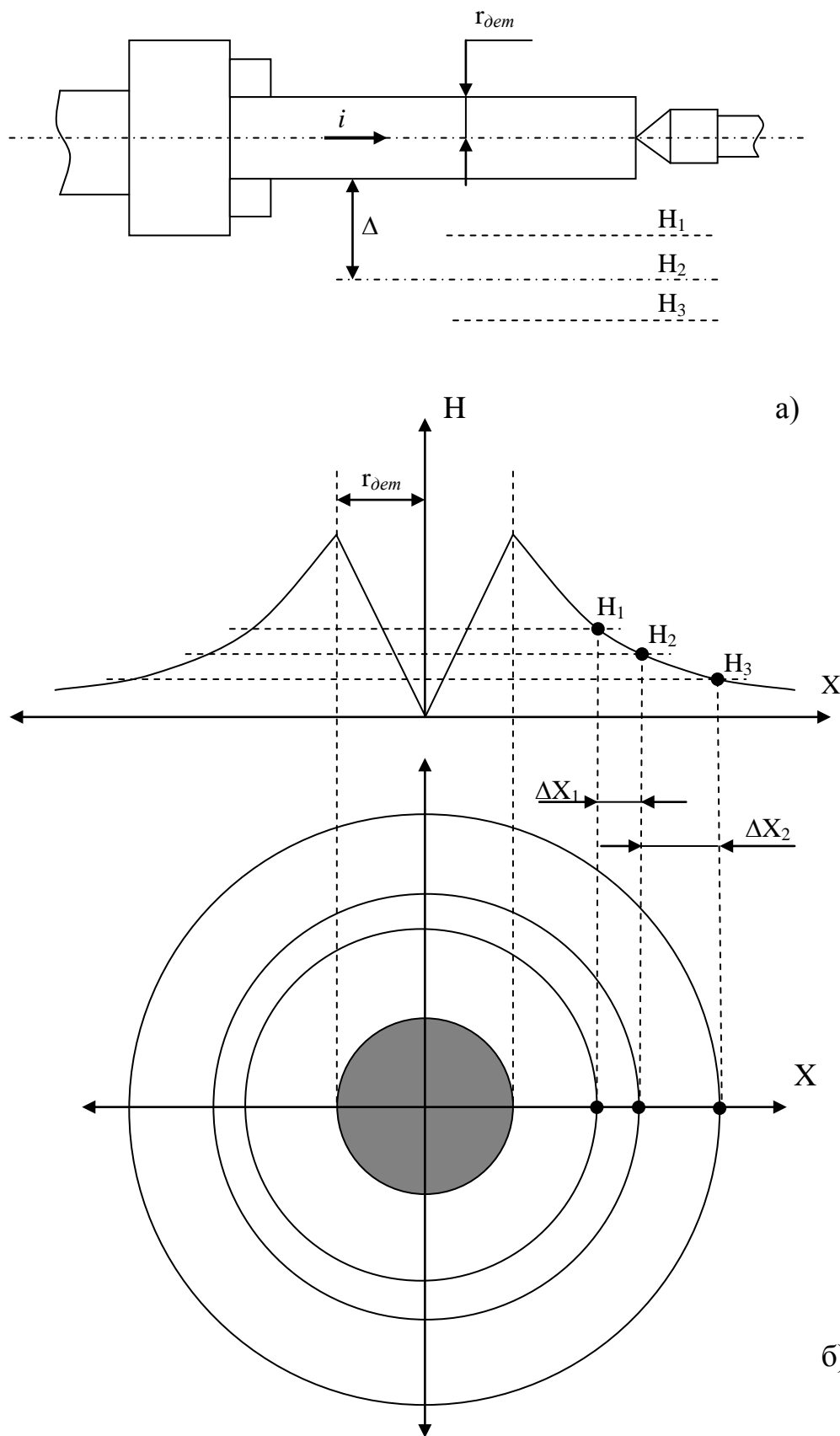


Рис. 6.22 Діаграма розподілу напруги та магнетного поля деталі типу “вал”, де:  
 а – схема розташування деталі; б – поперечний розріз структури магнетного поля деталі

У загальному вигляді математичний вираз для діючого магнетного потоку у щілині стосовно токарної обробки:

$$\frac{d\Phi_{\Delta}}{dt} = \mu\mu_0 S_{\Delta} \sqrt{\left(\frac{dH_{\text{ш}}}{dt} + \frac{dH_{\text{дф}}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dH_{\text{д}}}{dt}\right)^2} \cdot \cos \alpha. \quad (6.128)$$

Без генератора підтримки фізичного ефекту:

$$\frac{d\Phi_{\Delta}}{dt} = \mu\mu_0 S_{\Delta} \sqrt{\left(\frac{dH_{\text{ш}}}{dt} + \frac{dH_{\text{дф}}}{dt}\right)^2} \cdot \cos \alpha. \quad (6.129)$$

Як видно з проведеного математичного аналізу, природне електромагнетне поле навколо деталі створює оболонку з параметрами, які мають щільний зв'язок з електромагнетними властивостями матеріалу деталі та її формою. Спираючись на властивості цієї оболонки у динамічному стані є можливість створити зону «присутності» деталі, яка може бути використана як основа при побудові системи контролю торкання.

Вадою такої оболонки є її нестабільність при переході з одного перерізу до іншого у подовжній координаті (X) деталі. До тепер не існує достеменної методики розподілу функцій  $F_{\text{шф}}(x)$  та  $F_{\text{дф}}^0(x)$ , є тільки можливість констатувати сам факт їх наявності, оскільки їх реєстрація, яка відбувається за допомогою електромагнетного відчутника, залежна від радіусу деталі, квадрату швидкості обертання та магнетних властивостей матеріалу. Крім того, електромагнетний відчутник є елементом з чітко означеною визбирувальною характеристикою, тобто він реагує лише на кілька складових частот, що значно обмежує можливості отримання достеменної інформації.

Підводячи підсумок вищесказаному необхідно зауважити, що крім природного ЕМП, притаманного інструменту та деталі, існують поля, які є штучними, тобто мають технологічне походження, і які необхідно піддати ретельному вивченню, оскільки на відміну від природних ними можна керувати з метою стабілізації координат зони присутності.

При вивченні процесу ближньої магнетної взаємодії фрезерного інструмента з поверхнею деталі розглядається найпростіший варіант цієї взаємодії (рис. 6.23). Тобто взаємодія чистової або розточної фрези, яка має геометричну схожість з токарною обробкою. Магнетна напруженість у верхівці інструмента визначається у такий же спосіб, як і при токарній обробці (6.77), але з тією різницею, що точка A розташована не в площині кільця струму, а над ним на відстані  $\Delta$ . Як відомо для статичного магнетного поля у загальному випадку [23, 24, 38] напруженість магнетного поля у точці A розкладається на три вектори  $\vec{H}_{\alpha}$ ,  $\vec{H}_z$  та  $\vec{H}_r$ , модулі яких обчислюються за наступними математичними виразами:

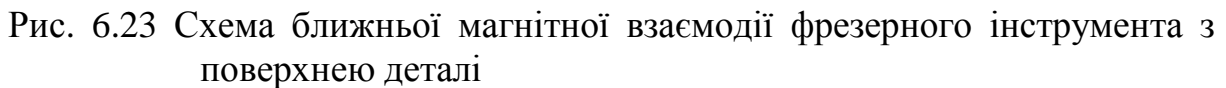
$$(6.130)$$

$$K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \beta}}; \quad (6.131)$$

$$K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \beta}}; \quad (6.131)$$

$$N = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \beta} \cdot d\beta; \quad (6.132)$$

$$\text{де } k^2 = \frac{4r_i^2}{4r_i^2 + \Delta^2}; \quad \beta = \frac{1}{2}(\pi - \alpha).$$



Якщо зважити на те, що  $r_i \gg \Delta$ , то є можливість низки спрощень, які дають такі результати:

$$k^2 \approx 1; \quad K \approx \pi/4; \quad N \approx \pi/4. \quad (6.133)$$

Після підстановки (6.133) у (6.130) отримаємо наступний результат для магнетних напруженостей:

$$H_\alpha=0; \quad H_r=i/6\Delta; \quad H_z=i/24r_i. \quad (6.134)$$

Складова магнетної напруженості, яка безпосередньо діє на відчутник, є напруга, яка утворюється в результаті проєкції векторів напруженостей на дотичну у точці  $A$ , тобто напрямком вектору  $\vec{H}_\alpha$ , який за великих значень щілини  $\Delta$  дорівнює нулю. При підході фрезерного інструмента до поверхні деталі виникає взаємодія вектору магнетного поля  $\vec{H}_r$  з магнетним полем деталі  $\vec{H}_{\text{дет}}$ , через що вектор повної напруженості  $\vec{H}_\Delta$  відхиляється від радіального напрямку, утворюючи свою проєкцію на дотичну (напрямок  $\vec{H}_\alpha$ ). Але статична взаємодія цих напруженостей магнетного поля не утворює сигнал у чутнику. Сигнал у чутнику утворюється тільки у випадку обертального руху інструмента, що досить добре підтверджується експериментально. Оскільки вектор  $\vec{H}_r$  обертається синхронно з інструментом, то його проєкція на координату  $Y$  буде змінюватись за законом  $\sin(\omega_i t + \phi)$ , ( $\omega_i$  – колова частота обертання інструмента) (рис. 6.24). Взаємодіючи з магнетним полем деталі  $\vec{H}_{\text{дет}}$  він утворює проєкцію вектора магнетної напруженості  $\vec{H}_\Delta^d$ , яка співпадає з напрямком вектору лінійної швидкості  $\vec{V}_d$ . З рис. 6.25а,б видно, що величина  $\vec{H}_\Delta^d$  є залежна від вектору  $\vec{H}_{\text{дет}}$  і не залежить від  $\vec{H}_r$ , проєкція якого на напрямок дорівнює нулю, тобто:

$$\vec{H}_\Delta^d = \vec{H}_d \cdot \cos \gamma, \quad (6.135)$$

або у загальному вигляді при наявності руху:

$$\vec{H}_\Delta^d = \vec{H}_{\text{дет}} \sin(\omega_i t + \phi) \cdot \cos \gamma. \quad (6.136)$$

Звідсіля слідує висновок, що сигнал ближньої взаємодії для розточних та чистових фрез пояснюється взаємодією магнетних полів інструмента і деталі, де розмір  $\vec{H}_d$  вишукується за тими же засадами, що і для токарного інструмента у (6.73). Отримана залежність (6.136) є складовою загального сигналу, який пояснює наявність низькочастотної гармоніки у спектрі.

Ще одним чинником, що впливає на величину сигналу відчутника, є наявність мікро- та макродефектів у деталі, прояв яких виявляється у сильному спотворенні магнетного поля у приповерхневому просторі деталі. Наявність таких дефектів утворює підсилення магнетного поля над тріщинами у масі деталі та послаблення при наявності мушлеподібних утворень. Разом з шорсткістю поверхні ці спотворення впливають не тільки на загальне спотворення магнетного поля, а і на мікронапрямок вектору  $\vec{H}_{\text{дет}}$ , чим пояснюється наявність більш високочастотної складової у загальному сигналу. Опис функцій  $\vec{H}_{\text{ш}}$  та



$\vec{H}_{\text{дф}}$ , як і у випадку з токарною обробкою, досить складний, оскільки є функцією стохастично регулярних функцій  $F_{\text{ш}}(\gamma, r_i)$  та  $F_{\text{дф}}(\gamma, r_i)$ .

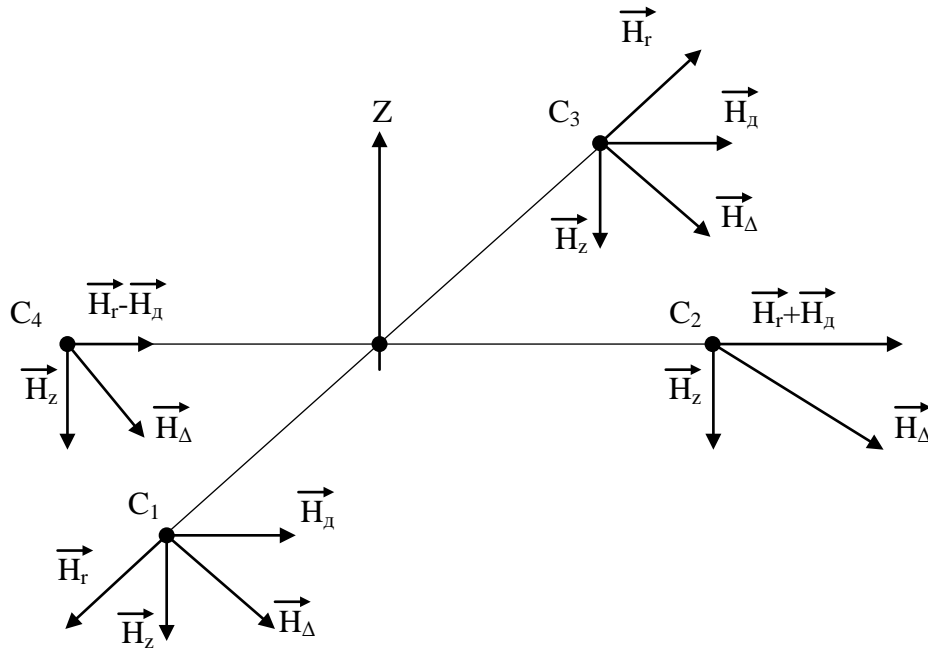


Рис. 6.24 Зміна потужності вектору  $\vec{H}_A$  в залежності від фази руху інструмента

Тому вектор додаткової напруженості  $\vec{H}_{\text{аа}}$  магнетного поля (рис. 6.25в) у цьому випадку набуває загального вигляду:

$$\vec{H}_{\text{дд}} = \vec{H}_{\text{ш}} + \vec{H}_{\text{дф}} = H[\vec{F}_{\text{ш}}(\gamma, r_i)] + H[\vec{F}_{\text{дф}}(\gamma, r_i)], \quad (6.137)$$

де  $H[\vec{F}_{\text{ш}}(\gamma, r_i)]$  та  $H[\vec{F}_{\text{дф}}(\gamma, r_i)]$  є образ-функції, які відповідають шорсткості та дефектності поверхневого шару, відповідно. Безпосередньо діють на величину сигналу первинного чутника похідні цих векторів, тобто:

$$(\vec{H}_{\text{дд}})' = (\vec{H}_{\text{ш}})' + (\vec{H}_{\text{дф}})', \quad (6.138)$$

або в силу складності функцій у виразі (6.138)

$$(\vec{H}_{\text{дд}})' = r_i \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{ш}}}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} + r_i \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{дф}}}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t}. \quad (6.139)$$

Якщо зважити на те, що

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \omega_z, \text{ то } (\vec{H}_{\text{дд}})' = r_i \omega_i \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{ш}}}{\partial \gamma} + r_i \omega_i \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{дф}}}{\partial \gamma} \quad (6.140)$$

$$\text{або} \quad \left( \vec{H}_{\text{дд}} \right)' = V_{\text{л}} \left( \frac{\partial \vec{H}_{\text{ш}}}{\partial \gamma} + \frac{\partial \vec{H}_{\text{дф}}}{\partial \gamma} \right). \quad (6.141)$$

Тобто внесок цього магнетного поля до загального сигналу є залежним від лінійної швидкості інструмента над поверхнею деталі та похідних від образ-функцій шорсткості та дефектності поверхні.

На великій відстані, тобто “дальньодія”, використовується генератор магнетного поля підмагнечування. При застосуванні цього закону (6.136) стосовно фрезерних верстатів та оброблювальних центрів (рис. 6.26) навколо робочого столу верстату утворюється поле за формою схоже на попереднє, але з тією різницею, що площа столу, по якій розповсюджується струм, утворює часткове спотворення його форми. Внаслідок цього приблизна форма такого поля має напівеліпсоїд, що розсічений по довжині. У загальному випадку розповсюдження електричного струму вздовж фрезерного столу підкоряється закону Ома (диференційна форма [23, 24, 35], рис.6.26а).

$$\vec{S} = \xi \vec{E}, \quad (6.142)$$

де  $\vec{S}$  – вектор щільного струму у середовищі;  $\xi$  – питома електропровідність;

$\vec{E}$  – вектор напруженості електричного поля.

Якщо не враховувати скін-ефекту, для якого прийняті частоти занадто малі; щоб утворювати якийсь помітний вклад у загальну конфігурацію магнетного поля, то розповсюдження електричного струму у масі фрезерного стола цілком підкоряється законам електростатичного поля [23, 31, 37, 60], тобто:

$$\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z. \quad (6.143)$$

Якщо зважити на те, що

$$\vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z = - \left( \vec{i} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right), \quad (6.144)$$

звідкіля слідує, що:

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}. \quad (6.145)$$

При підключенні електродів генератора струму у точках  $A$  та  $B$  на кожному елементі довжиною  $d\vec{l}$ , які знаходяться на поверхні столу, утворюється різниця потенціалів, яка створює напругу електричного поля [24, 37]

$$U(d\vec{l}) = \frac{I}{2\pi\xi} \cdot \frac{d\vec{l}}{r_1 r_2} \sin \omega_0 t, \quad (6.146)$$

де  $r_1$  та  $r_2$  - відстані до кінцівок елемента струму  $d\vec{l}$ .

У загальному випадку розрахунки еквіпотенційних ліній надто складні, тому у більшості літературних джерел [23, 24, 37] рекомендовано користуватись графоаналітичним методом, прийнятим у електродинаміці.

У обох випадках, як першому, так і другому, розрахункам піддається виключно загальна геометрія поля (рис. 6.26б, рис. 6.27), тому що внесення у це

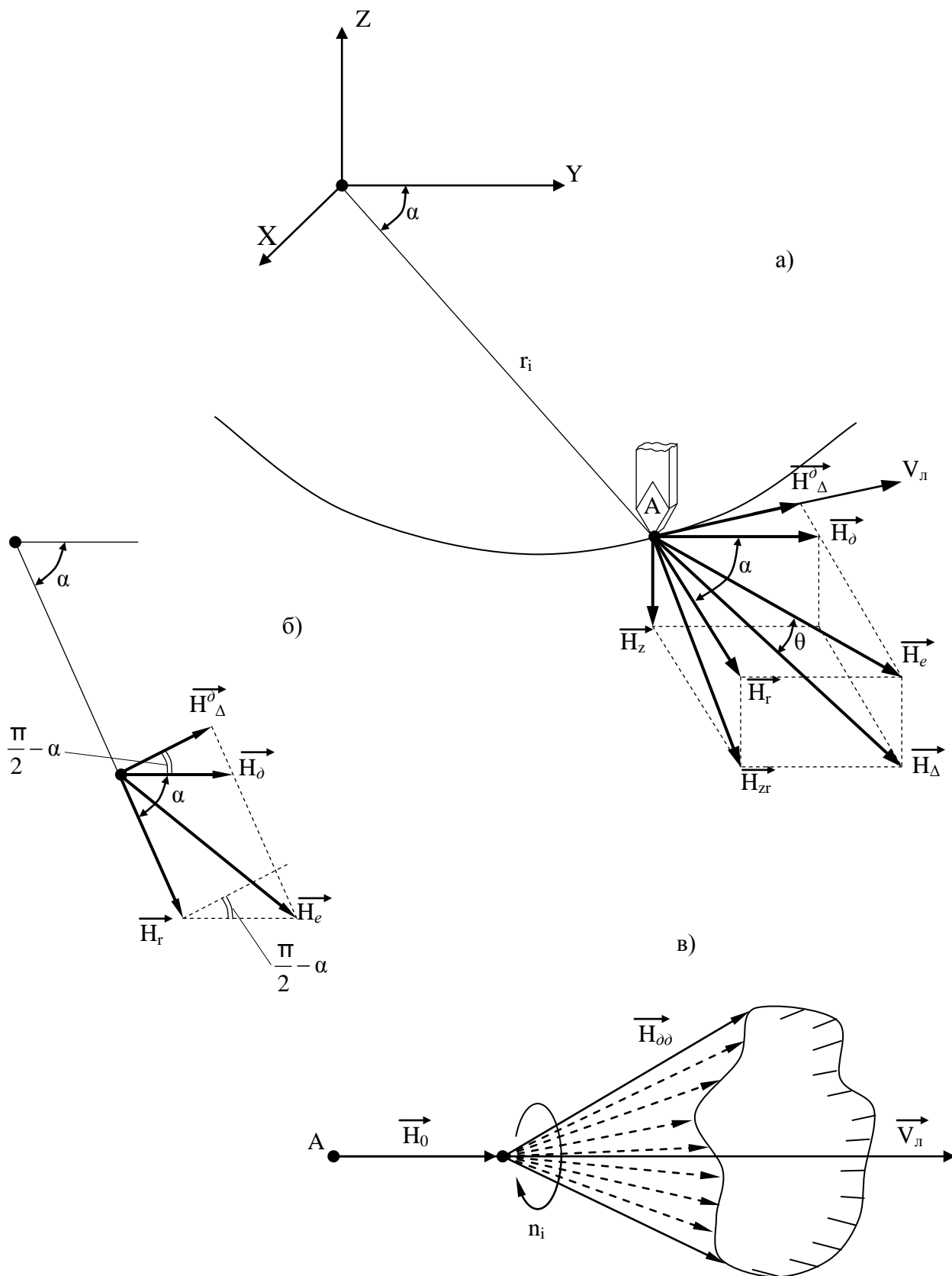


Рис. 6.25 Схема узагальненої магнетної взаємодії фрезерного інструмента з масою деталі, де: а – загальна векторна діаграма; б – діаграма впливу  $\vec{H}_z$  на  $\vec{H}_a$ ; в – просторовий розподіл вектору  $H_{\text{дл}}$ .

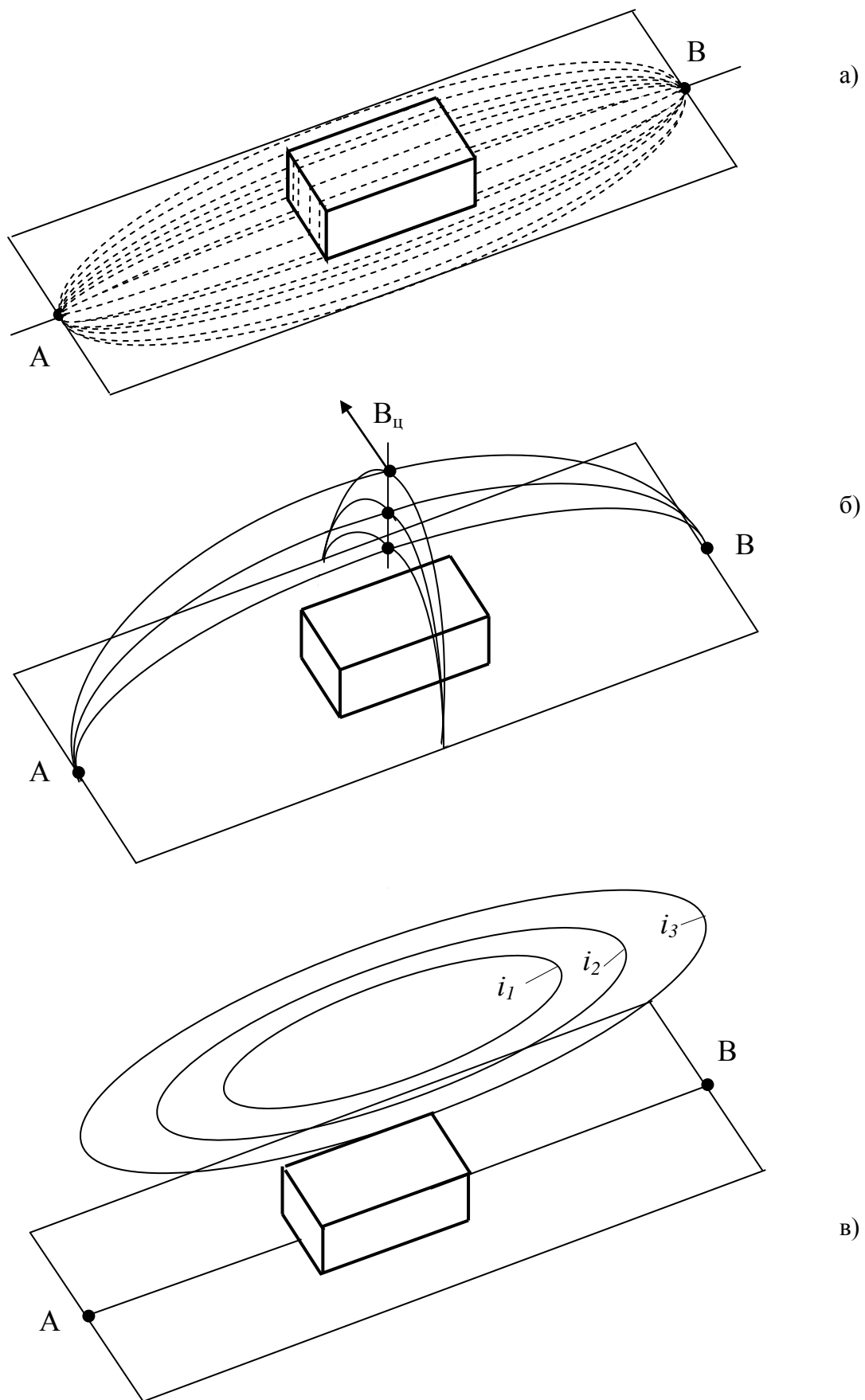


Рис. 6.26 Схема утворення зони присутності для фрезерних верстатів та ОЦ, де: а – діаграма розтікання струму по столу верстата; б – напрямок вектору індукції; в – діаграма еквівалентних струмів у просторі.

поле деталі призводить до чергових спотворень, які можуть бути враховані за відомої форми деталі (рис. 6.27). Окрім цього необхідно враховувати, що площина чутника має площинопаралельний, або перпендикулярний рух навколо площини фрезерного столу. Як наслідок існує зміна магнетної індукції, та зв'язаним з нею магнетним потоком, навіть у межах екіпотенціальних поверхонь, що вимагає розширити межі реєстрації потужності поля, втрачаючи при цьому точність.

Оскільки деталі досить складні, то найпростіший шлях до отримання належного ефекту – експериментальний. Сутність його полягає в тому, що інструмент разом з відчутником за спеціальною програмою знаходить екіпотенціальні поверхні навколо деталі (першої в серії) і заносить їх у пам'ять CNC верстата (рис. 6.26в, рис. 6.27). До недоліку способу з підключенням генератора струму до робочого столу треба віднести досить слабе поле по його кутах та високу нелінійність поля при малих співвідношеннях ширини до довжини (стола).

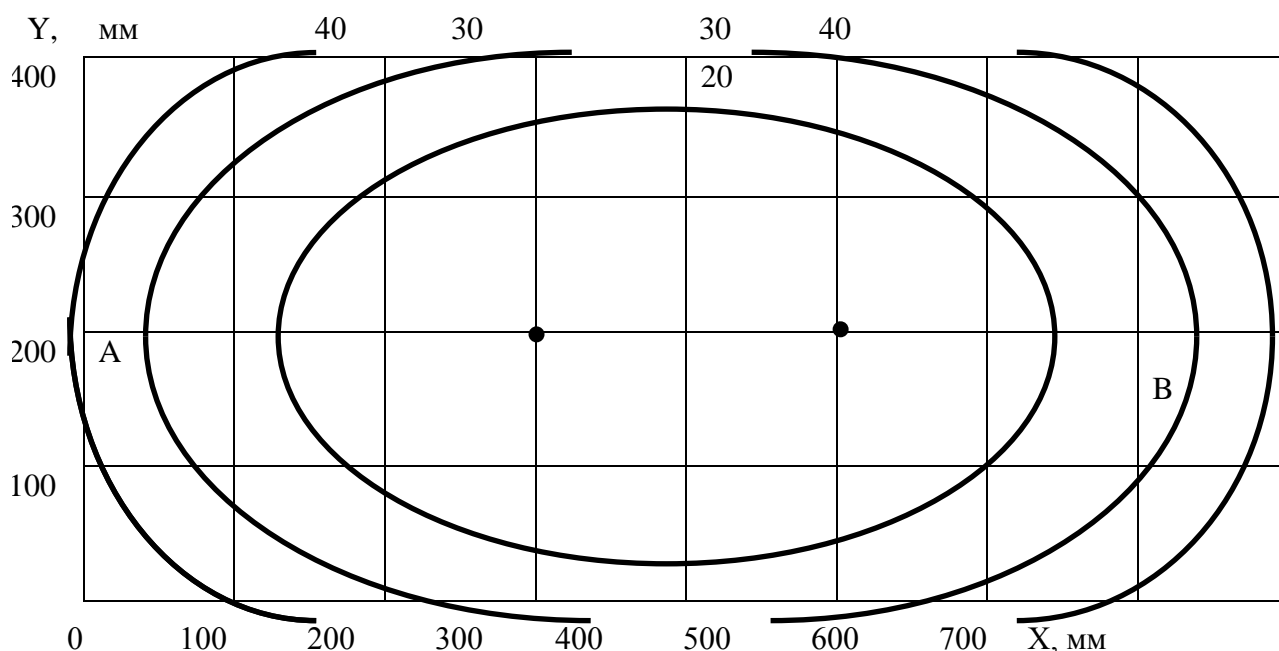


Рис. 6.27 Рівні евівалентного струму (мкА) при висоті шпинделя над столом ОЦ – 200 мм без деталі ( $f_0 = 474$  кГц, база АВ = 800 мм,  $I_0 = 17$  мА)

## 6.6 Визначення форми циліндричних деталей при токарній обробці в автоматичному режимі

У сучасній металообробці існує безліч проблем зв'язаних з виготовленням окремих деталей для яких важливо не так отримати високо точність розміру, як довершену геометрію форми. Ця дошкульна проблема металообробки часом не дає можливості отримати деталі високоточної геометрії, здавалося б у тих технічних процесах, де це повинно було б досягатися без особливих зусиль. Ця

проблема є застарілою вадою розімкненої системи ТОС – пристосування – інструмент – деталь, що викликає за собою низку ускладнень. Характер цих ускладнень має більше математичних проблем, ніж технічних. Це обумовлено безпосереднім об'єднанням в одне ціле цієї системи для того, щоб отримати замкнене технологічне коло. Здебільшого ці проблеми вирішуються посередньо, тобто мова йде про застосування проміжних приладів контролю результати вимірювання яких автоматично перекладаються на інструмент обробки. З якого боку не розглядати подібне вирішення проблеми, воно тим не менш захищається не повноцінно, оскільки має низку нездоланих вад, основною з яких є ігнорування властивості різального інструменту як вимірювального засобу.

Досягти необхідних технологічних результатів можливо лише за оптимізації кількості технологічних рухів інструмента поряд з чергуванням його технологічних властивостей, тобто різально-вимірювальний і навпаки.

Запропонована проблема вимагає наступної постановки задачі та шляхів її вирішення.

- визначення математичного апарату щодо задачі з отримання достеменної форми об'єкту обробки;
- розгляд ситуацій, що виникають у процесі вимірювання як на ідеалізованих ситуаціях, так і з поступовим переходом до реальної;
- визначення кінематики оптимального руху з погляду балансу між часом вимірювання та мінімально необхідною інформацією (самодостатньою) для вирішення проблем коригування форми деталі;
- математичний апарат коригування форми деталі для отримання геометрично правильних форм;
- апаратне забезпечення побудови технологічного процесу вимірювання форми та її корекції.

Розглядаючи процес вимірювання форми деталей циліндричної форми, в першу чергу необхідно звернути увагу на те, який математичний опис має уособлена геометрична фігура як елемент технологічного виробництва. По-друге, на вплив роботи системи контролю торкання (СКТ) на отримані результати вимірювання.

Стосовно першого питання досконало закінчена геометрична фігура типу циліндр матимемо наступні геометричні параметри:

$$S_{\text{ц}} = \pi R_{\text{ц}}^2, \quad S_{\text{ц}} = \pi \frac{D_{\text{ц}}^2}{4}, \quad V_{\text{ц}} = S_{\text{ц}} \cdot L_{\text{ц}}, \quad (6.147)$$

де  $S_{\text{ц}}$  – площа перерізу циліндру;  $R_{\text{ц}}$ ,  $D_{\text{ц}}$  – відповідно радіус та діаметр циліндру;  $L_{\text{ц}}$  – довжина циліндру.

Цілком зрозуміло, що з усіх вище зазначених параметрів для технолога є найбільш важливими два параметри, а саме  $D_{\text{ц}}$  та  $L_{\text{ц}}$ , які підлягають найбільш ретельному дослідженню щодо отримання кінцевого результату, але при

використанні СКТ та припущенні, що вимірювання відбувається за повних ідеальних умов.

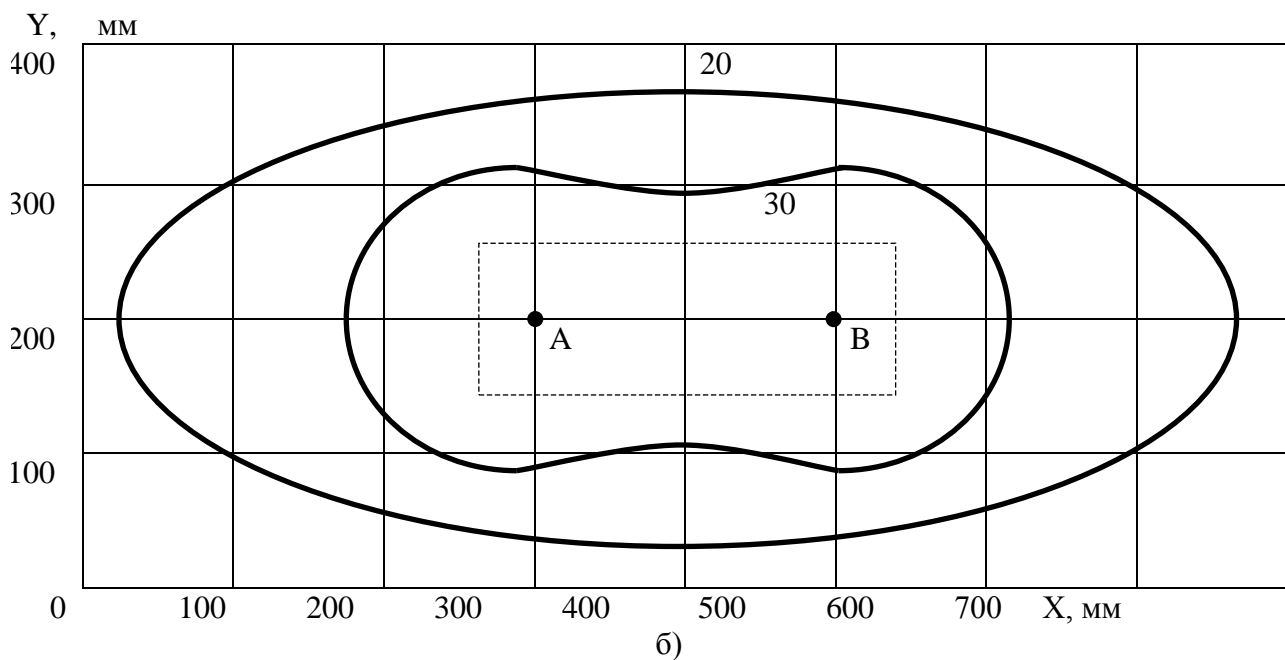
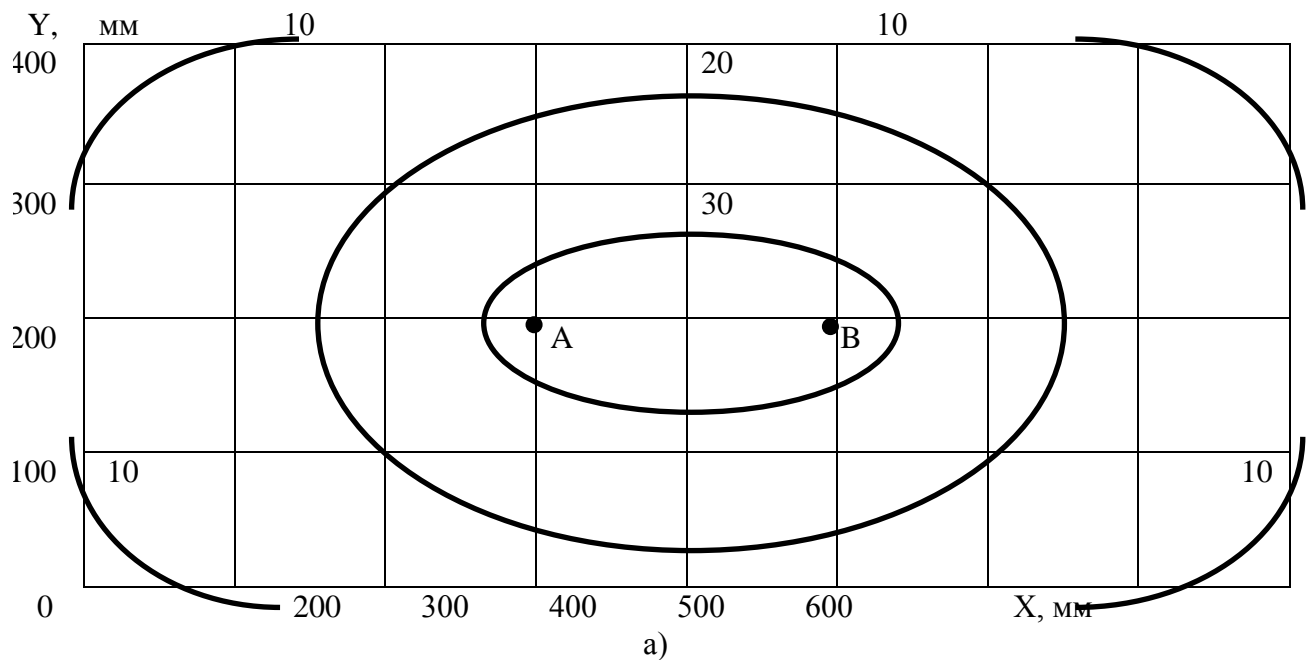


Рис. 6.28 Рівні еквівалентного струму ( $\mu\text{A}$ ) при висоті шпинделя над столом ОЦ – 200 мм ( $f_0 = 475$  кГц, база АВ = 200 мм,  $I_0 = 17$  мА, деталь  $80 \times 100 \times 320$  мм, матеріал Сталь 45), де: а – без деталі; б – з деталлю

Ці припущення складаються з наступних чинників:

- точність визначення моменту торкання є незалежною від часу та простору координатної системи;

- точність визначення моменту торкання незалежна від швидкості руху інструменту у технологічному просторі;

- відхилення геометричних осей деталі від осей обертання шпинделя верстата не може бути зареєстровано у будь який спосіб;

Якщо будуть виконані вище означені припущення, то є надія, що ми матимемо належну геометрію, яка повністю співпадає з реальним технологічним завданням.

У реальній ситуації процес вимірювання призводить до того, що СКТ навіть з найкращими показниками спотворює реальний результат. Основним чинником впливу є те, що кожна без виключень СКТ має своєрідну систему захисту від помилкових спрацювань щодо визначення координати.

Суть цього явища полягає у двох чинниках:

- СКТ працює не постійно, а лише періодично з визначеним тактом, що дає відповідно затримку у часі визначення моменту торкання;

- СКТ працює з високим пороговим рівнем, щоб запобігати амплітудним перешкодам, а тому, щоб досягти цього рівня сигналу необхідно мати час залежний від швидкості розвитку процесу торкання;

- СКТ повинна підтримувати час контролю виходу з торкання щодо загальної якісної інформації про торкання.

Як наслідок кожна СКТ має два важливих параметри, споріднені з системою CNC та технологічними швидкостями верстата:

$$T = t_T + t_{PT} \quad (6.148)$$

$$\text{та} \quad \bar{T} = t_{\bar{T}} + t_{P\bar{T}}, \quad (6.149)$$

де  $T$  – час, необхідний для фіксування координати торкання інструмента до деталі. Цей час у свою чергу складається з часу  $t_T$ , який необхідно витратити для достеменного визначення процесу "не торкання - торкання", і  $t_{PT}$  – часу прийняття рішення про фіксацію координати та зупинку подачі;

$\bar{T}$  – час, необхідний для фіксування координати виходу інструмента з маси деталі. Цей час у свою чергу складається з часу  $t_{\bar{T}}$ , який необхідно витратити для достеменного визначення процесу "торкання – не торкання",  $t_{P\bar{T}}$  – часу прийняття рішення про фіксацію координати виходу та зупинки подачі.

Така затримка у часі викликає подвоєння координати поверхні в уявній системі координат системи CNC. Розходження тут відбувається за принципом зменшення координат при входженні у торкання та збільшення при виході. При входженні це буде:

$$D_{уц}^- = D_{ц} - V_s T, \quad (6.150)$$

де  $D_{уц}$  – уявний діаметр, який фіксує CNC;

$D_{ц}$  – реальний діаметр циліндра;

$V_s$  – швидкість подачі.

При виході:



$$D_{\text{уц}}^+ = D_{\text{ц}} + V_s \bar{T}. \quad (6.151)$$

Відповідно довжина деталі (виліт у шпинделі верстата):

$$L_{\text{уц}}^- = L_{\text{ц}} - V_s T \quad (6.152)$$

та

$$L_{\text{уц}}^+ = L_{\text{ц}} + V_s \bar{T}. \quad (6.153)$$

Все це призводить до того, що в одному випадку (рис. 6.29) буде утримуватися збільшений розмір деталі, а в іншому зменшений.

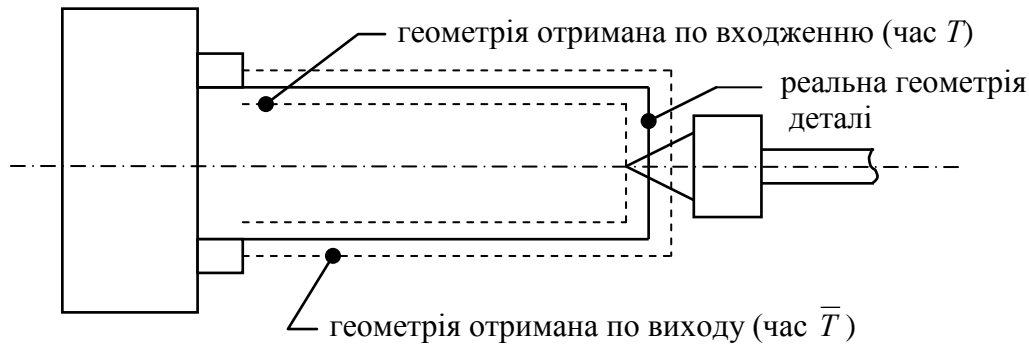


Рис. 6.28 Розходження у розмірах вимірювання циліндричної деталі при реєстрації координати у різний спосіб (вхід – вихід)

У двокоординатному просторі, який притаманний токарним верстатам, інструмент має можливість виконувати хоч і обмежений, але досить специфічний рух, що може бути як плинним, так і детермінованим у просторі (розд. 5).

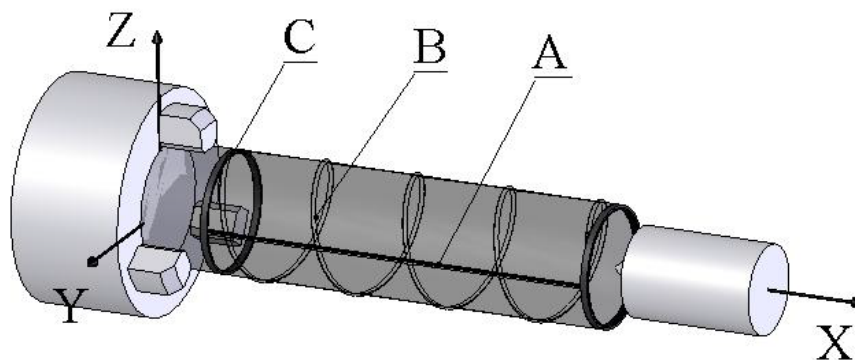


Рис. 6.29 Можливі траєкторії руху вимірювального інструмента навколо деталі циліндричної форми

Розглянемо найбільш вживані ситуації вимірювання деталей циліндричної форми, їх переваги та вади.

Найбільш вживаним способом вимірювання геометрії наразі є спосіб обмацування поверхні за допомогою активних головок вимірювання (АВГ). У цей спосіб АВГ відтворює рух вимірювання за траєкторією А (рис. 6.29).

У випадку ідеальної форми та відсутності ексцентриситету це повністю задовольняє вимоги виробництва. Тобто при цьому є можливість отримати параметри  $D_{ц}$  та  $L_{ц}$  з великою достеменністю. Теж саме можна отримати у випадку спіральної розгортки за траєкторією – В (рис. 6.29), і яка є наслідком обертального руху деталі. Те ж саме стосується траєкторії С (довжина периметру перерізу циліндру), яка також може бути отримана лише у динамічному стані. Досить легко збагнути, що траєкторія А може бути лише статичною на відміну від траєкторії С, яку можна отримати лише за обертання деталі. Траєкторія В є комбінованою за одночасного руху деталі та інструмента, що відтворює у просторі траєкторію спіралі. Звідсіля є вочевидь, що рух за спіральним способом є найбільш ефективним з огляду на реєстрацію можливих відхилень від ідеальної форми поверхні. Оскільки це твердження не є вочевидь, то його необхідно розглянути більш достеменно. Для початку розглянемо суто класичні способи вимірювання геометрії деталі. Реально таких способів існує два:

- *"безперервний" (плинний)*, який відбувається без відриву від поверхні, тобто вимірювальний інструмент знаходиться у постійному торканні з поверхнею, де відслідковування координати поверхні відбувається завдяки системам керування CNC;

- *детермінований*, що відбувається завдяки спеціальним програмам руху у CNC і відтворює стрибкоподібний рух по поверхні деталі.

Порівнюючи ці два способи вимірювання необхідно зауважити те, що перший з них є найпростіший з огляду на відсутність необхідності використання спеціальних програм, оскільки подібні програми відносяться до штатного реєстру CNC, але існує вада довготривалості виміру, яка спрацьовує лише у тому випадку, коли поверхнева функція координат невідома. Використання цієї методики (способу) у випадку причинно – відомої функції поверхні вкрай не раціонально, оскільки за відомої математичної залежності достатньо мати три – чотири точки, щоб утримати повну функціональну залежність та її можливий спектр.

Детермінований спосіб визначення координат поверхні є найбільш ефективним на відміну від попереднього у випадках, коли функція поверхні є достатньо відомою і не викликає значного невизначення. У цьому випадку використання цієї методики призводить до значного скорочення технологічного часу без втрати якості.

З найбільш проблематичних задач щодо отримання розмірів циліндричних деталей є визначення їх радіуса або діаметру за результатами вимірювання. Якщо розглянути ідеальне коло (переріз циліндру), вісь обертання якого

співпадає з віссю обертання шпинделя, то особливих технічних проблем при вимірюванні не виникає, тому що довжина стежки торкання дорівнюватиме  $\pi D_{\text{ц}}$ , а центральний кут торкання –  $\varphi = 2\pi$ . У реальному випадку існує похибка встановлення деталі у шпинделі буде сягати деякої величини  $\rho_i$ , і торкання поверхні набуде періодичності з частотою  $\omega_d$ . Довжина стежки  $L_T$  зменшиться до критичної  $L_{\text{кр}}$ , як і величина центрального кута торкання до розмірів  $\varphi_{\text{кр}}$ . Оскільки існує обмеження відносно величини стежки, що повинно бути не менше за  $T \cdot V_d$ , де  $V_d$  – лінійна швидкість точки  $D$  (рис. 6.32) то загальна умова реєстрації координати буде:

$$\varphi_{\text{кр}}(R + \rho_o) = T \cdot V_d. \quad (6.154)$$

Після підстановки  $V_d = \omega R$  у (6.154) та простих перетворень відносно  $R$  матимемо наступний результат, тобто:

$$R = \frac{\rho_o \cdot \varphi_{\text{кр}}}{\omega T - \varphi_{\text{кр}}}. \quad (6.155)$$

З цієї залежності добре видно, що на точність вимірювання безпосередньо впливає величина ексцентриситету  $\rho_i$ , оскільки  $\varphi_{\text{кр}}$  досить легко визначається за параметрами СКТ.

Для того, щоб вирішити задачу знаходження величини  $\rho_i$ , необхідно вирішити задачу стежок перерізу кіл руху у межах поставленої проблеми. Для цього розглянемо, що відбувається за реальної ситуації, тобто при  $\varphi_0 = 0$  (рис. 6.31). Як видно з рис. 6.31 торкання інструментом поверхні деталі у точці  $D$ , тобто  $y_1$  надасть результат:

$$y_1 = \rho_0 + R, \quad (6.156)$$

тобто уникнути похибки в такий спосіб неможливо, вона буде становити  $\rho_0 / 2$ , до того ж  $\rho_0$  – невідоме.

Для того, щоб визначити дійсний радіус циліндра, необхідно виконати кілька математичних умов [5, 6], а саме:

- скористатися теоремою синусів, для якої справедливі наступні співвідношення:

$$\frac{a}{\sin A} = \frac{b}{\sin B} = \frac{c}{\sin C} = 2R, \quad (6.157)$$

де  $a$ ,  $b$  та  $c$  - довжини сторін трикутника;  $A$ ,  $B$  та  $C$  - відповідні їм кути,  $R$  - радіус кола, описаного навколо трикутника:

- площа трикутника  $S_{\Delta}$ :

$$S_{\Delta} = 2R^2 \sin A \sin B \sin C; \quad (6.158)$$

- радіус внутрішнього вписаного кола  $r$ :

$$r = 4R \sin \frac{A}{2} \sin \frac{B}{2} \sin \frac{C}{2}. \quad (6.159)$$

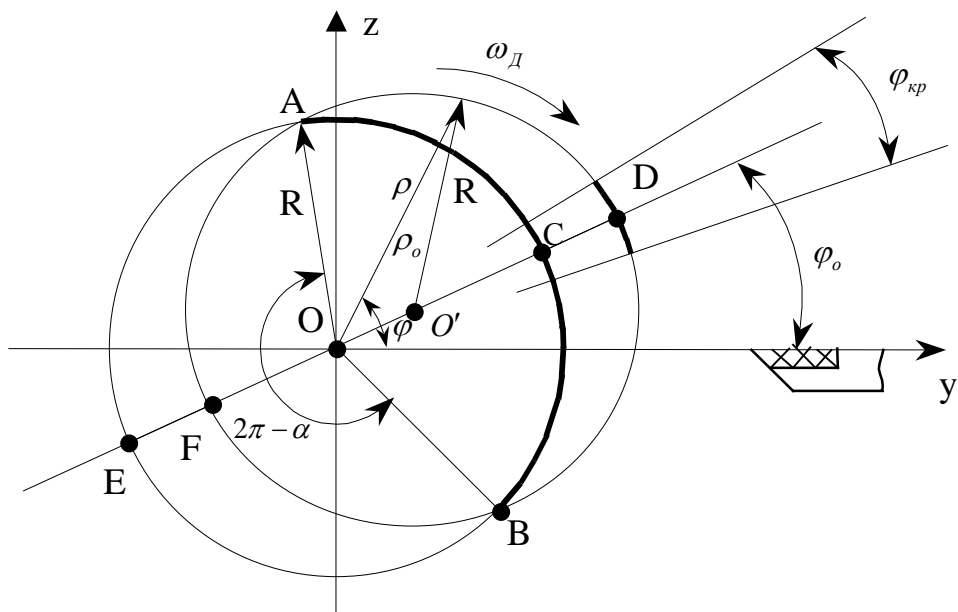


Рис. 6.30 Геометрична інтерпретація стежки дослідження форми деталі (загальний випадок)

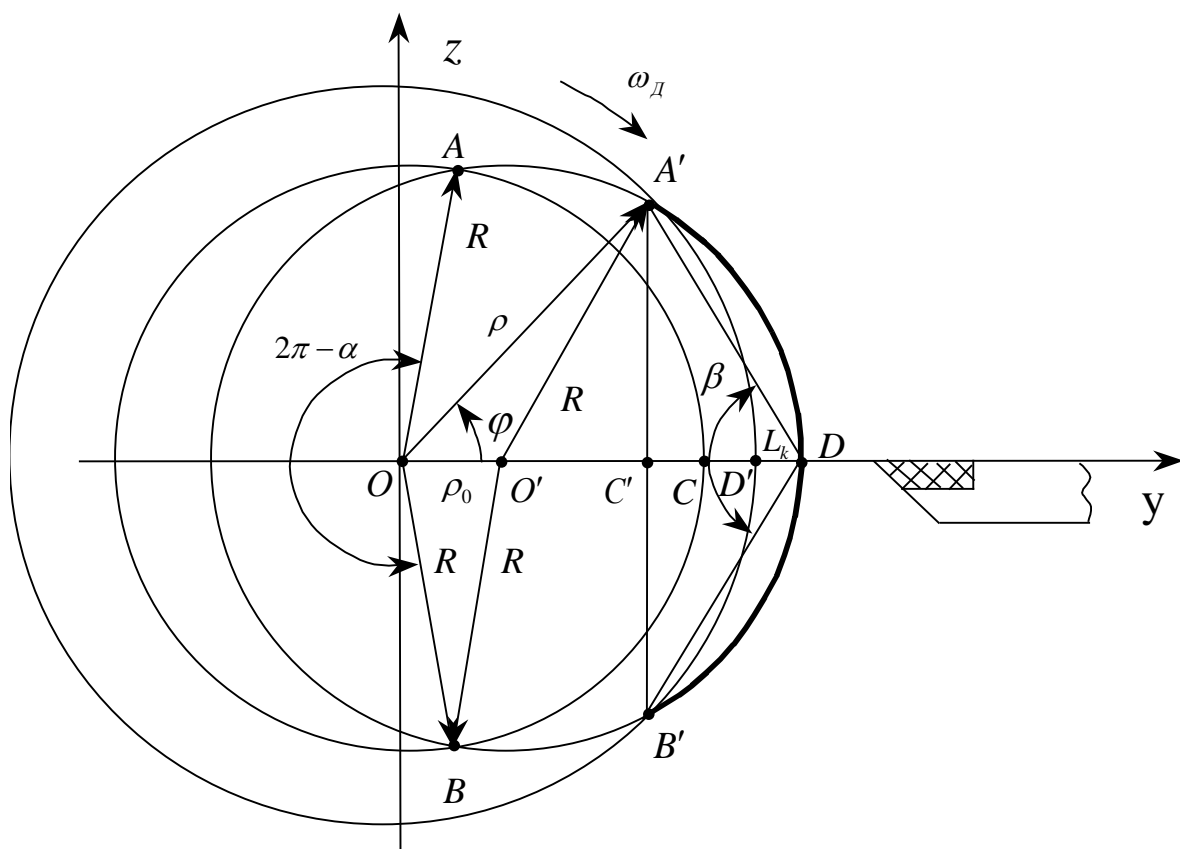


Рис. 6.31 Реальний випадок визначення радіусу деталі циліндричної форми з ексцентриситетним кріпленням у шпинделі

Аналізуючи вищесказане необхідно помітити, що до застосування найбільш принагідним є вираз (6.157), тобто теорема синусів. Вирази (6.158) (6.159) є незручними з тих причин, що величини  $S_{\Delta}$  та  $r$ , що застосовуються при визначенні радіусу  $R$  є не відомі та важко обчислювальні.

Отже для поставленої задачі є можливість визначення радіусу лише за виразом (6.157). Для цього створимо ситуацію штучного трикутника, який спирається вершинами своїх кутів на вишукуване коло, тобто  $ABDF$  (рис.6.30 та рис. 6.31). Для того, щоб отримати такий трикутник, система CNC верстата повинна дати команду на один крок вперед ( $L_k$ ), тобто з точки  $D$  у точку  $D'$  (рис. 6.31). Як наслідок ми отримаємо у просторі точки перерізу між колом радіусу –  $\rho$  та  $R$ , а саме  $A'$  та  $B'$ . Координати усіх точок у просторі обчислюються досить легко, оскільки нам відомі параметри системи контролю торкання (СКТ), про які згадувалося вище.

Отриманий трикутник  $\Delta A'DB'$  повністю спирається на коло радіусу  $R$ , а отже є повна можливість застосувати теорему синусів (6.157). З рис. 6.31 простим аналізом можна довести, що найкращий варіант для вирішення задачі - це використання кута  $\angle\beta$  та сторони  $A'B'$  трикутника. Визначення сторони  $A'B'$  є більш простіше, тому розглянемо його одразу. З трикутника  $\Delta OA'C'$  та кута  $\angle\varphi$  можна досить легко отримати наступну залежність:

$$\sin \varphi = \frac{A'C'}{\rho}, \quad \text{звідкіля } a = A'C' = \rho \sin \varphi, \quad (6.160)$$

де через  $a$  позначено сторону трикутника  $A'C'$  для спрощення подальших математичних викладок.

Визначення кута  $\angle\beta$  є більш складною задачею, що базується на визначенні кута пересічення двох прямих у просторі. Для початку визначимо координати точок  $A', D$  та  $B'$ . Для них це будуть наступні координати:

$$\text{точка } A' \quad y = \rho \cos \varphi \quad z = \rho \sin \varphi,$$

$$\text{точка } B' \quad y = \rho \cos \varphi \quad z = -\rho \sin \varphi, \quad (6.161)$$

$$\text{точка } D \quad y = \rho_0 + R \quad z = 0.$$

Користуючись цими координатами (6.161) складемо рівняння прямих, які утворюють кут  $\angle\beta$ , тобто  $A'D$  та  $DB'$ . Для прямої  $A'D$  це буде:

$$z = \frac{\rho \sin \varphi (y - \rho_0 - R)}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R}; \quad (6.162)$$

відповідно для  $DB'$  це буде:

$$z = -\frac{\rho \sin \varphi (y - \rho_0 - R)}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R}. \quad (6.163)$$

Зробимо відповідні перетворення, щоб отримати кутові коефіцієнти. Для прямої  $A'D$ :

$$z = \frac{\rho \sin \varphi}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R} \cdot y - \frac{\rho \sin \varphi (\rho_0 + R)}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R},$$

звідкіля

$$k_1 = \frac{\rho \sin \varphi}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R} \quad (6.164)$$

Для прямої  $B'D$ :

$$z = -\frac{\rho \sin \varphi}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R} \cdot y + \frac{\rho \sin \varphi (\rho_0 + R)}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R};$$

звідкіля

$$k_2 = -\frac{\rho \sin \varphi}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R}. \quad (6.165)$$

Відповідно синус для кута  $\angle \beta$  визначиться як [4]:

$$\sin \beta = \frac{k_2 - k_1}{\sqrt{1 + k_1^2} \cdot \sqrt{1 + k_2^2}}. \quad (6.166)$$

Підставляючи значення  $k_1$  та  $k_2$  з (6.164, 6.165) у (6.166) отримуємо наступний результат для  $\sin \beta$ :

$$\sin \beta = -\frac{2\rho \sin \varphi (\rho \cos \varphi - \rho_0 - R)}{[\rho (\cos \varphi + \sin \varphi) - \rho_0 - R]^2} \quad (6.167)$$

Отримане  $\sin \beta$  з (6.167) та  $a$  з (6.160) підставляємо у вираз (6.157) звідкіля для  $R$  матимемо наступну залежність:

$$R = -\frac{[\rho (\cos \varphi + \sin \varphi) - \rho_0 - R]^2}{\rho \cos \varphi - \rho_0 - R}. \quad (6.168)$$

Скористаємось наступними залежностями, які можемо отримати з рис. 6.31 та математичної моделі процесу:

- для першого вимірювання у точці  $D$  матимемо

$$y_1 = \rho_0 + R, \quad (6.169)$$

- для другого вимірювання у точці  $D$  отримаємо

$$y_2 = y_1 - L_k = \rho. \quad (6.170)$$

Підставляючи (6.169) та (6.170) у (6.167) отримуємо кінцевий результат для отримання величини  $R$ , тобто:

$$R = -\frac{[(y_1 - L_k)(\cos \varphi + \sin \varphi) - y_1]^2}{(y_1 - L_k) \cos \varphi - y_1}. \quad (6.171)$$

Кут  $\angle \varphi$  визначається за таким же принципом, як і у (6.154).

За такого способу визначення радіусу  $R$  існує одне обмеження, а саме для кута  $\angle \varphi$ . Якщо цей кут буде занадто великий, то радіус  $R$  буде визначений з значною похибкою.

Довжина дуги  $\widehat{ABC}$  вимірювання у цьому випадку визначена як:

$$\widehat{ABC} = R \cdot \alpha \text{ при } \rho = R. \quad (6.172)$$

Користуючись симетрією трикутників  $\triangle OO'A$  та  $\triangle OO'B$  та теоремою косинусів [5, 6], можна записати залежність:

$$\rho_0^2 = 2R^2 - 2R^2 \cos(\pi - \alpha); \quad (6.173)$$

або

$$\rho_0^2 = 2R^2 (1 + \cos \alpha),$$

звідкіля

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\rho_0^2}{2R^2} - 1\right), \text{ та } \varphi < \frac{\alpha}{2}. \quad (6.174)$$

З вище запропонованої математичної моделі добре видно, що за параметрами навіть одного торкання є можливість визначити параметри геометрії деталі ідеальної форми (кола) навіть при наявності ексцентриситету. Реалізувати це можливо лише у випадку подвійного торкання, що реалізується за способом, який має опис у розд. 5.

Розглянемо більш складні випадки геометрії деталі та можливостей щодо визначення їхньої геометрії.

На відміну від ідеалізованих циліндричних поверхонь, реальні деталі такого типу являють собою набагато складніші форми. Як доводить розгляд цього питання у [11], складнощі виникають за зміни геометрії як у поперечному перерізі, так і у подовжньому. Наявність цих розбіжностей у порівнянні з циліндричною ідеальною формою призводило до необхідності коригування робочих режимів з метою отримання мінімальних розходжень у кінцевому результаті. Визначення форми перерізу деталі, а також подовжньої навіть з великою точністю не дає можливості стверджувати з великою вірогідністю функціональну залежність  $F(x, y, z) = 0$ , яка надає повноцінний опис поверхні деталі циліндричного типу. Так з [11] маємо наступні спрощені залежності стосовно деталей циліндричного типу:

- для перерізу тіла деталі  $F(\varphi)$  визначається, як:

$$F(\varphi) = r + \rho_k \cos(k\varphi + \psi_k) \text{ при } k = 2, 3, 4, \dots, n, \quad (6.175)$$

де  $r$  – радіус посереднього кола, який визначається як посередня величина функції  $F(\varphi)$ ;

$\rho_k$  та  $k\varphi$  – амплітуда і фаза  $k$ -ї гармоніки, яка характеризує форму;

- для подовжнього перерізу функції форми  $F(\varphi, x)$  маємо опис як,

$$F(\varphi, x) = r + \rho_k \cos(k\varphi + \psi_k) + \alpha\left(x - \frac{L}{2}\right) \text{ при } k=2, 3, \dots, p, \quad (6.176)$$

де  $\alpha = tg\beta$ , тобто є функцією кута скруту  $\beta$  деталі по довжині;

$L$  – довжина деталі;

$x$  – плинна координата ( $0 \leq x \leq L$ ).

Для того, щоб скористуватися виразом (6.176), необхідно врахувати, що величина  $r$  вираховується за виразом:

$$r = \frac{r_0 + r_L}{2}, \quad (6.177)$$

де  $r_0$  та  $r_L$  – радіуси середніх кіл, прокреслених через профілі початкового ( $x = 0$ ) та кінцевого ( $x = L$ ) перерізу деталі.

Загальні випадки змальовано на рис. 6.32.

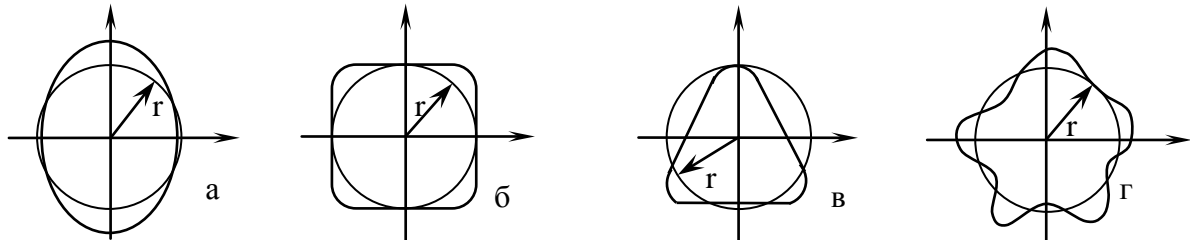


Рис. 6.32 Найпростіші форми відхилень від ідеального кола, де: а – овальність; б – трикутність; в – чотирикутність; г – багатокутність

З цієї ілюстрації видно, що використовуючи СКТ, є можливість визначити кількість кутів огранки (звісно за ідеального випадку).

У реальній ситуації є розходження, які необхідно розглянути. Для цього розглянемо найпростіший випадок овальності (рис. 6.32 а) з метою визначення його параметрів. Звернемося до реальної ситуації, котра виникає у випадку визначення форми, як це було у попередньому випадку з колом (рис. 6.31). У зв'язку з цим відобразимо деталь у моменти вимірювання форми (рис. 6.33).

Для цього введемо наступні умови:

- переріз має опис ідеального еліпсу, тобто:

$$\frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \quad (6.178)$$

де  $y$  та  $z$  – плінні координати;

$a$  – напівдовжина великої осі еліпсу;  $b$  – напівдовжина малої осі еліпсу;

- центр еліпсу  $O$  співпадає з віссю обертання шпинделя.

З процесу вимірювання є можливість отримати координату точки  $E$ , що буде відповідати величині напівдовжини великої осі еліпсу –  $a$ . Для того, щоб визначити довжину малої осі (6.178), необхідно зробити повторний трек з радіусом  $\rho$ , тобто необхідно вирішити систему з двох рівнянь. З яких одне (6.178), а друге є рівнянням кола контролю:

$$y^2 + z^2 = \rho^2 \quad (6.179)$$

Вирішуючи (6.179) відносно  $y$  та наступної підстановки у (6.178), отримуємо наступне:

$$\frac{\rho^2 - z^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \quad (6.180)$$

або



$$b^2(a^2 + z^2 - \rho^2) = z^2 a^2. \quad (6.181)$$

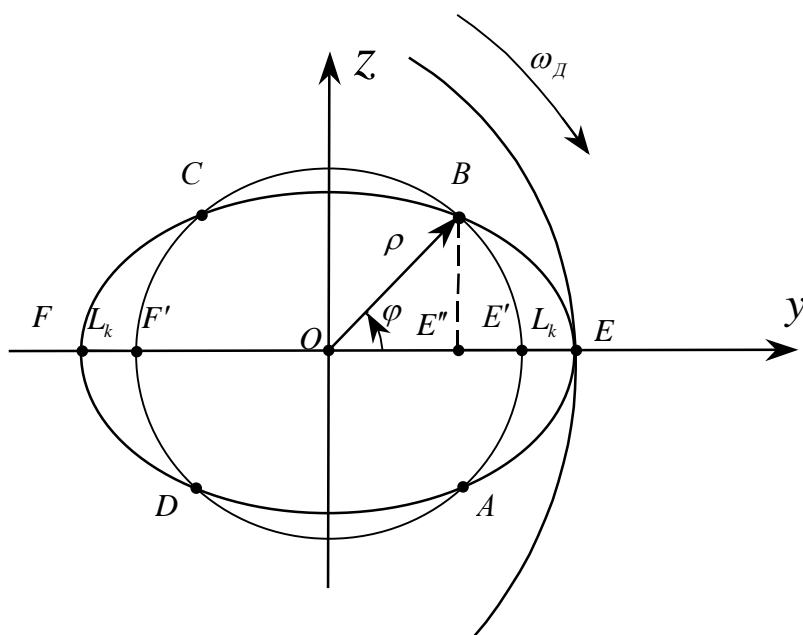


Рис. 6.33 Визначення геометричних параметрів деталі овального перерізу

З рис. 6.33 можна вивести наступну залежність для  $z$ :

$$\sin \varphi = \frac{BE''}{\rho} = \frac{z}{\rho}, \quad (6.182)$$

звідкіля

$$z = \rho \sin \varphi. \quad (6.183)$$

Підставляючи (6.183) у (6.181), отримуємо:

$$b^2(a^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi - \rho^2) = a^2 \rho^2 \sin^2 \varphi. \quad (6.184)$$

Використання залежності  $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$  у (6.184) надає:

$$b^2 = \frac{a^2 \rho^2 \sin^2 \varphi}{a^2 - \rho^2 \cos^2 \varphi}. \quad (6.185)$$

Якщо зважити на те що  $a = y$ ,  $\rho = y_1 - L_k$  та підстановки (6.185) у (6.178) маємо можливість отримати кінцевий вираз для визначення геометрії еліпсу:

$$\frac{y^2}{y_1^2} + \frac{z^2 \left[ y_1^2 - (y_1 - L_k)^2 \cos^2 \varphi \right]}{y_1^2 (y_1 - L_k)^2 \sin^2 \varphi} = 1. \quad (6.186)$$

Це рівняння надає можливість повністю визначити геометрію еліпса, але тільки для ідеального випадку. Якщо існує необхідність в отриманні більш достеменного результату, то необхідно виконати кілька умов, а саме:

– достеменно визначити рівняння еліпсу (6.178) за першого, другого та третього торкання, користуючись методикою дворазового способу торкання для визначення координати [розд. 5];

– провести четверте торкання та отримати друге рівняння еліпсу (частина еліпсу  $\widehat{CFD}$ );

– виконати умови швидкодії стосовно вимірів, тобто умови, що швидкість вимірювальних процесів повинна задовольняти умові, коли кутова швидкість дорівнює  $2\omega_{\dot{A}}$ .

З вище сказаного можна зробити вагомий висновок, що визначити конфігурацію перерізу деталі типу "вал" можливо зробити і у інших випадках, коли відомий характер можливої геометричної форми та кількості первинних торкань. Якщо відома генеза технологічного процесу, то звідсіля за кількістю торкань на оберт можна визначитись із параметрами у (6.186).

## 6.7 Загальні принципи визначення форми циліндричної деталі засобами СКТ

Специфіка отримання та зберігання уявної форми деталі у пам'яті CNC така, що за спірального руху вимірювального інструмента це буде являти собою "тіньову" проекцію маси деталі на площину ( $XOZ$  або  $XOY$ ). До того ж крива "тіні" буде побудована за максимальними відхиленнями. У цьому випадку для системи контролю у просторі обробки буде існувати не деталь за формою, яка має опис  $F(x, y, z) = 0$ , а циліндрична поверхня, яка є наслідком проекції обертання кривої  $x = f(y)$  у площині  $XOY$  навколо осі  $X$  (рис. 6.34).

Рівняння такої поверхні в цьому випадку можна буде записати у вигляді функціональної залежності:

$$x = f(\sqrt{y^2 + z^2}). \quad (6.187)$$

Таку поверхню у тривимірному просторі також можна визначити у параметричній формі, як:

$$x = x(u, v), y = y(u, v), z = z(u, v). \quad (6.188)$$

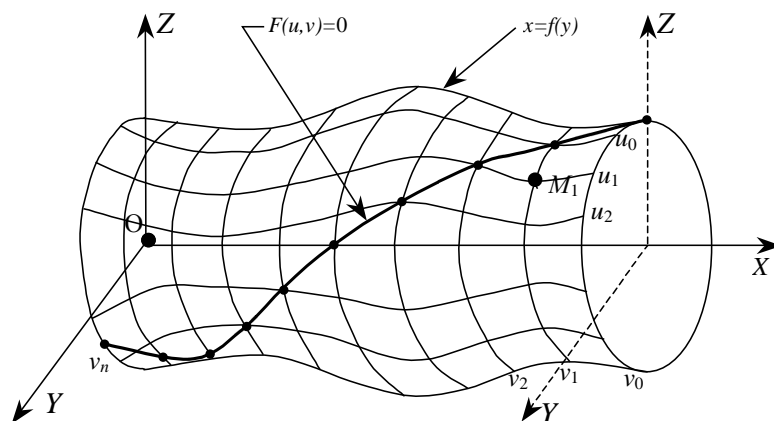


Рис. 6.34 Циліндричне тіло обертання у робочому просторі верстата

Якщо скористатися криволінійними координатами, то у виразах (6.188) необхідно зафіксувати параметр  $v(v = v_k)$ , звідкіля одержимо рівняння кривої на поверхні, тобто координатної лінії –  $v = v_k$ . Аналогічно при фіксованому  $u(u = u_i)$  буде отримана координатна лінія  $u = u_i$ . У загальному випадку ці координатні лінії суцільно вкривають всю поверхню. Точці  $M_1$ , що є точкою перетинання координатних ліній  $u = u_1$  та  $v = v_1$ , і належать кривій  $F(u, v) = 0$ , відповідатимуть криволінійній координаті  $(u_1, v_1)$ . Координатні лінії орієнтують у напрямку зростаючих значень параметрів. Якщо крива  $F(u, v) = 0$  є проведеною за максимальними відхиленнями поверхні, то функцію кривої  $x = f(y)$  можна вважати її "тіню" на площині  $ZOX$ . Теж саме можна стверджувати і для "тіні" на площині  $YOX$ .

При визначеному способі вимірювання це надає можливість скористуватись цим математичним апаратом для отримання координат вершин подовжніх конфігурацій спотворень форми деталі та зробити необхідні висновки стосовно режимів корегуючих проточок.

Дослідження геометрії поверхні відбувається за гвинтовою траєкторією руху. Сам по собі різальний інструмент не може рухатися над поверхнею циліндричної форми, тому що цей рух є складним у своїй основі. У конкретному випадку верхівка інструмента рухається вздовж деталі з подачею  $s$  (мм/хв. або мм/об). Напрямок руху зазвичай здійснено зправа наліво, якщо немає особливих технологічних умов. Одночасно з цим деталь обертається навколо осі  $X$ : таким чином створюється комплексний рух, при якому є можливість охоплювати дослідженнями значну частину поверхні деталі.

Для того, щоб достеменно уявити можливості такого руху розглянемо його математичне підґрунття. З усіх варіантів розгляду кривої у просторі [5, 6] найбільш оптимальним з огляду на поставлену задачу є її завдання у параметричному вигляді:

$$x = x(t), y = y(t), z = z(t), \quad (6.189)$$

де  $\alpha \leq t \leq \beta (-\infty \leq \alpha, \beta \leq +\infty)$ .

Оскільки локальним елементом кривої у просторі є довжина дуги  $s$  між двома точками  $M$  та  $D$ , що відповідають значенням параметра  $t_0$  та  $t$ , вона дорівнюватиме:

$$s = \int_{t_0}^t ds, \quad (6.190)$$

де  $ds = \sqrt{(\dot{x}(t))^2 + (\dot{y}(t))^2 + (\dot{z}(t))^2} dt$ .

У випадку фіксування точки  $M$  як нового параметру кривої можна ввести  $s$  (параметр дуги). У випадку, коли  $s$  позитивний, то  $M$  слідує за  $D$  (як показник за допомогою  $t$  – позитивного напрямку). Тоді вирази (6.189) отримають наступний вигляд:

$$x = x(s), y = y(s), z = z(s). \quad (6.191)$$

Така траєкторія руху, як і будь яка крива у просторі, характеризується трьома основними параметрами. Цими параметрами є:  $K$  – кривизна кривої;  $R = 1/K$  – радіус кривизни;  $T_c$  – скрут кривої.

Відповідно до цього:

$$K = \sqrt{\left(\frac{d^2x(s)}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y(s)}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z(s)}{ds^2}\right)^2}. \quad (6.192)$$

Відповідно  $T_c$

$$T_c = R^2 \left( \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds}, \frac{d^2\mathbf{r}(s)}{ds^2}, \frac{d^3\mathbf{r}(s)}{ds^3} \right) = R^2 \frac{\begin{matrix} \dot{x} & \dot{y} & \dot{z} \\ \ddot{x} & \ddot{y} & \ddot{z} \end{matrix}}{(\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 + \ddot{z}^2)}, \quad (6.193)$$

де  $\dot{x}, \ddot{x}, \ddot{\ddot{x}}$  - перша, друга, третя похідна по  $s$  тощо.

Вирази (6.192) та (6.193) є не дуже зручними, тому частіше використовуються наступні залежності, похідних від попередніх:

$$K^2 = \frac{1}{R^2} = \frac{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)(\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 + \ddot{z}^2) - (\dot{x}\ddot{x} + \dot{y}\ddot{y} + \dot{z}\ddot{z})^2}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)^3}, \quad (6.194)$$

$$T_c = R^2 \frac{\begin{matrix} \dot{x} & \dot{y} & \dot{z} \\ \ddot{x} & \ddot{y} & \ddot{z} \end{matrix}}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)^3}. \quad (6.195)$$

Користуючись вище зазначеними математичними залежностями розглянемо траєкторію руху інструмента над поверхнею деталі (рис. 6.37).

За такого способу руху матимемо наступні параметри траєкторії:

$$z = acost, y = asint, x = bt, a > 0, \quad (6.196)$$

де  $b > 0$  - права гвинтова лінія, (рис. 6.35) або  $b < 0$  - ліва гвинтова лінія.

Замінюючи параметр  $t$  довжиною дуги отримуємо:

$$s = \int_0^t \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} dt = t\sqrt{a^2 + b^2}, \quad (6.197)$$

звідкіля

$$z = a \cos \frac{s}{\sqrt{a^2 + b^2}}, y = a \sin \frac{s}{\sqrt{a^2 + b^2}}, x = \frac{bs}{\sqrt{a^2 + b^2}}. \quad (6.198)$$

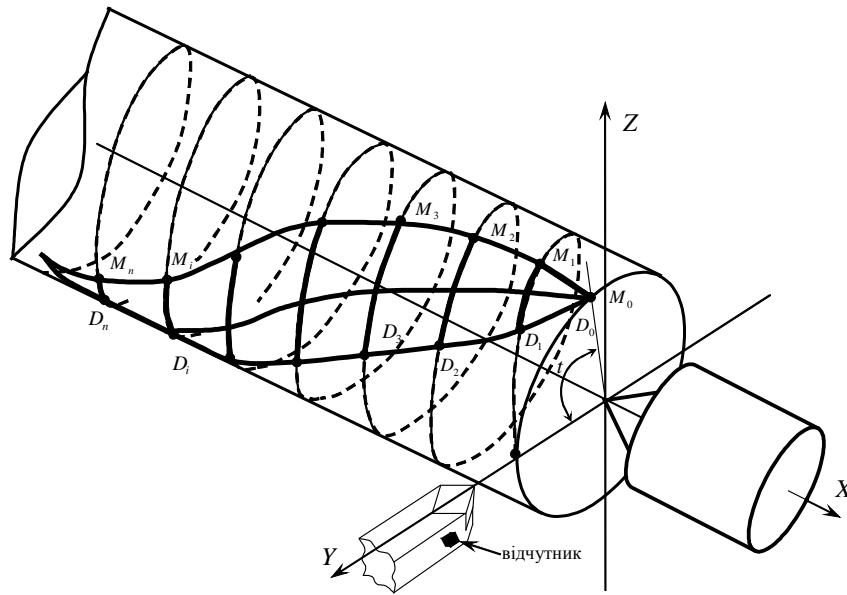


Рис. 6.35 Траєкторія руху інструмента над поверхнею деталі у режимі вимірювання

Отже, кривизна

$$K = \frac{1}{R} = \sqrt{\left(\frac{d^2x}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{ds^2}\right)^2} = \frac{a}{a^2 + b^2} \quad (6.199)$$

матиме постійний характер.

Згідно (6.194) та (6.195) скрут становитиме:

$$T = \left(\frac{a^2 + b^2}{a}\right)^2 \frac{\begin{matrix} b & a \cos t & -a \sin t \\ 0 & -a \sin t & -a \cos t \\ 0 & -a \cos t & a \sin t \end{matrix}}{\left[(-a \sin t)^2 + (a \cos t)^2 + b^2\right]^{\frac{3}{2}}} = \frac{b}{a^2 + b^2}, \quad (6.200)$$

і також буде постійним у межах об'єкту обміру.

Аналогічно можна записати і для лівостороннього руху вздовж поверхні деталі, тобто отримати ще додаткову інформацію про форму. За наявності відповідної синхронізації руху всі інформаційно-особливі точки (точки пересічення траєкторій) (рис. 6.36), які співпадають з лінією виступів на поверхні деталі. Тобто таким чином можна отримати серію координат на поверхні з метою подальшого використання.

Ці точки є координатами торкання інструменту поверхні деталі лише в окремо визначених зонах, а тому інтервал довіри до них повинен бути відповідно обмеженим. Першопричиною такого розгляду є те, що якщо поверхня деталі має такий опис, як у (6.183) і (6.184), то можлива ситуація значного розходження в оцінці форми поверхні. Це не означає, що вимірювання

мали хибний характер, оскільки всі координати повинні групуватися так, щоб задовольняти двом основним умовам. По-перше, це відповідність координаті -  $x$  (продовження координата), тобто перерізу. По-друге, відповідність фазі, яка, хоч і змінюється, але досить повільно змінюється вздовж деталі по координаті  $x$ . При виконанні цих умов є можливість отримати фрагменти просторової кривої, як на рис. 6.35. У випадку не реєстрації фази буде отримана тіньова крива, яка згадувалася вище.

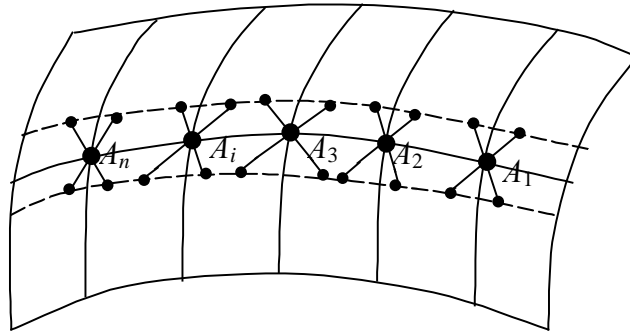


Рис. 6.36 Розташування особливих інформаційних точок на поверхні деталі

Для того, щоб повністю з'ясувати проблеми, які виникають при дослідженні поверхні, розглянемо її властивості у поєднанні з властивостями кривих, розташованих на ній. Згідно метричних властивостей поверхні (рис.6.35) перша квадратична форма отримується наступним чином.

Якщо поверхня задана у векторній формі, то у цьому випадку отримаємо:  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(u, v)$  і відповідно  $u = u(t)$ ,  $v = v(t)$ , то  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(u(t)v(t))$  являє собою криву на поверхні. Тоді справедлива залежність:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{r}'_u \frac{du}{dt} + \mathbf{r}'_v \frac{dv}{dt}. \quad (6.201)$$

Диференціал довжини дуги, згідно (6.190), матиме вигляд:

$$ds^2 = (d\mathbf{r})^2 = Edu^2 + 2Fdudv + Gdv^2, \quad (6.202)$$

де

$$\begin{aligned} E &= \left( \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} \right)^2 = \left( \frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial u} \right)^2, \\ G &= \left( \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial v} \right)^2 = \left( \frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial v} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial v} \right)^2, \\ F &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial v} = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial y}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} + \frac{\partial z}{\partial u} \frac{\partial z}{\partial v}. \end{aligned} \quad (6.203)$$

У випадку, якщо поверхня задана у вигляді  $x = x(z, y)$ , то

$$E = 1 + \left( \frac{\partial x}{\partial z} \right)^2, F = \frac{\partial x}{\partial z} \frac{\partial x}{\partial y}, G = 1 + \left( \frac{\partial x}{\partial y} \right)^2. \quad (6.204)$$

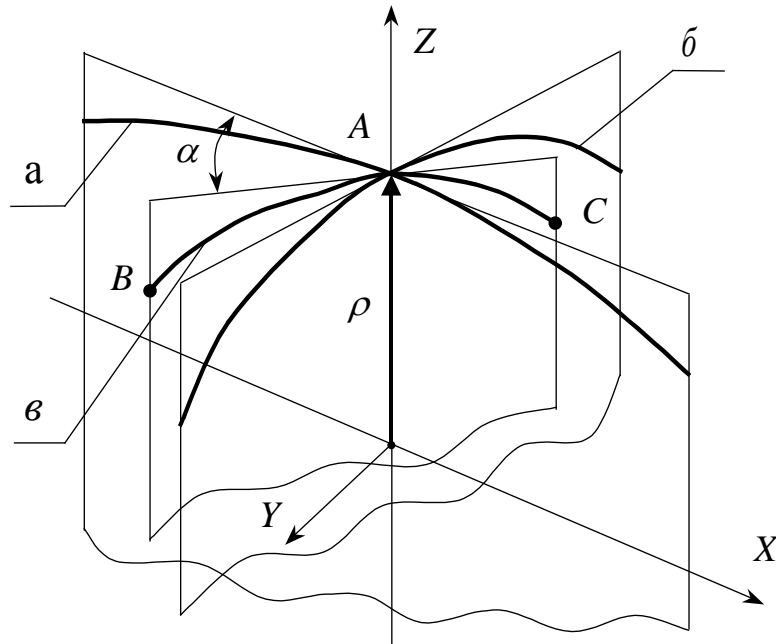


Рис. 6.37 Криві розташовані на поверхні: а – крива подовжнього перерізу у площині  $ZOX$ ; б – крива поперечного перерізу у площині  $ZOY$ ; в – крива ВАС по траєкторії руху інструмента;  $\alpha$  – кут між площинами перерізу

Перша квадратична форма визначає усі метричні властивості поверхні. Довжина дуги  $\widehat{BAC}$  кривої, якщо вона задана у вигляді  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(u(t), v(t))$  на поверхні між точками, що відповідають значенням параметра  $t_0$  та  $t$  дорівнює:

$$s = \int_{t_0}^t ds = \int_{t_0}^t \sqrt{E \left( \frac{du}{dt} \right)^2 + 2F \frac{du}{dt} \frac{dv}{dt} + G \left( \frac{dv}{dt} \right)^2} dt. \quad (6.205)$$

Кут між двома кривими на поверхні можна визначити, якщо  $r = r\{u_1(t), v_1(t)\}$ , та  $r = r\{u_2(t), v_2(t)\}$  є дві криві на поверхні  $r = r(u, v)$ , які перетинаються у точці  $A$ . Звідсіля кут перетинання  $\alpha$  (кут між позитивними напрямками дотичних у точці  $A$ ) обчислюється за формулою:

$$\cos \alpha = \frac{E \dot{u}_1 \dot{u}_2 + F(\dot{u}_1 \dot{v}_1) + G \dot{v}_1 \dot{v}_2}{\sqrt{E \dot{u}_1^2 + 2F \dot{u}_1 \dot{v}_1 + G \dot{v}_1^2} \sqrt{E \dot{u}_2^2 + 2F \dot{u}_2 \dot{v}_2 + G \dot{v}_2^2}}, \quad (6.206)$$

де  $\dot{u}_1$  та  $\dot{u}_2$  - відповідно перша похідна від  $u_1(t)$  та  $u_2(t)$  при значенні параметра, що відповідає точці  $A$ , тощо.

Якщо скористуватись другою квадратичною формою поверхні:

$$-d\mathbf{N}d\mathbf{r} = Ldu^2 + 2Mdudv + Ndv^2, \quad (6.207)$$

яка надає можливість визначити властивості кривизни поверхні, то для другої квадратичної форми поверхні будуть справедливі наступні рівності:

$$L = \frac{l}{\sqrt{EG - F^2}}, N = \frac{n}{\sqrt{EG - F^2}}, M = \frac{m}{\sqrt{EG - F^2}}, \quad (6.208)$$

де

$$l = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 x}{\partial u^2} & \frac{\partial^2 y}{\partial u^2} & \frac{\partial^2 z}{\partial u^2} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \\ \frac{\partial x}{\partial v} & \frac{\partial y}{\partial v} & \frac{\partial z}{\partial v} \end{vmatrix}, \quad m = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 x}{\partial u \partial v} & \frac{\partial^2 y}{\partial u \partial v} & \frac{\partial^2 z}{\partial u \partial v} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \\ \frac{\partial x}{\partial v} & \frac{\partial y}{\partial v} & \frac{\partial z}{\partial v} \end{vmatrix}, \quad n = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 x}{\partial v^2} & \frac{\partial^2 y}{\partial v^2} & \frac{\partial^2 z}{\partial v^2} \\ \frac{\partial x}{\partial v} & \frac{\partial y}{\partial v} & \frac{\partial z}{\partial v} \end{vmatrix}. \quad (6.209)$$

Для головної кривизни у фіксованій точці поверхні  $A$  завжди можна обрати таку ж декартову систему координат  $X, Y, Z$ , для якої початок координат належить  $A$ , а площина  $XOY$  збігається з дотичною площиною, що проходить через  $A$ . У цій системі координат поверхню (у межах точки  $A$ ) можна уявити у вигляді  $x = x(z, y)$ , де виконується залежність:

$$x(0,0) = \frac{\partial x(0,0)}{\partial z} = \frac{\partial x(0,0)}{\partial y} = 0. \quad (6.210)$$

Відповідний тригранник який супроводжує поверхню у точці  $A$  складатиметься із трьох одиничних векторів  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{N} = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$ , які спрямовані за координатними осями. Розклад за формулою Тейлора у межах точки  $A$  матиме вигляд:

$$x = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 x(0,0)}{\partial z^2} z^2 + \frac{\partial^2 x(0,0)}{\partial z \partial y} zy + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 x(0,0)}{\partial y^2} y^2 + \dots \quad (6.211)$$

Якщо скористатись поворотом декартової системи координат навколо вісі  $X$  можна домогтися того, щоб виконувалося:

$$x = \frac{1}{2} (k_1 z^2 + k_2 y^2) + \dots, \quad (6.212)$$

де величини  $k_1, k_2$  є головними кривизнами поверхні, а

$$R_1 = \frac{1}{k_1}, \quad R_2 = \frac{1}{k_2} \quad (6.213)$$

є головними радіусами кривизни.

Величина

$$K = k_1 k_2 \quad (6.214)$$

є гауссовою кривизною, де

$$H = \frac{1}{2} (k_1 + k_2) \quad (6.215)$$

є середньою кривизною у точці  $A$ .



У визначеній системі координат, де поверхня може бути уявлена у вигляді (6.212), квадратичні форми у точці  $A$  мають спрощений вигляд:

$$(d\mathbf{r})^2 = dz^2 + dy^2, \quad -d\mathbf{N}d\mathbf{r} = k_1 dz^2 + k_2 dy^2. \quad (6.216)$$

Для довільної системи координат на поверхні справедливі рівності

$$K = \frac{LN - M^2}{EG - F^2}, \quad H = \frac{LG - 2FM - EN}{2(EG - F^2)}, \quad (6.217)$$

де головні кривизни  $k_1, k_2$  — корінь квадратного рівняння  $k^2 - 2Hk + K = 0$

Істотна перевага застосування такого врахування у диференціальній формі полягає в тому, що, знаючи ці величини у деякій зручній системі координат і знаючи їхнє поведіння при перетворенні, можна отримати вираз цих величин у довільній системі координат. Для головної кривизни при зміні орієнтації змінюється лише знак (псевдоскаляри), а отже,  $K$  при переході до довільної системи не змінюється (скаляр).

Щоб знайти вираз для  $K$  у довільній системі необхідно лише побудувати скаляр, що у визначеній системі координат збігається з  $k_1$  та  $k_2$ , тобто таким чином, ми одержуємо скаляр. Аналогічно можна побудувати псевдоскаляр для  $H$ .

Класифікація точок поверхні (6.212) дозволяє визначити вигляд поверхні у межах точки  $A$  (у визначеній системі координат). Тобто до чого саме найбільш наближена вишикувана поверхня: еліпсоїд, сфера, площина, тощо. Особливої ваги тут набуває контур перерізу деталі.

Якщо зробити переріз поверхні площиною, що проходить через нормаль до поверхні в точці  $A$ , то крива, що утвориться, є нормальним перерізом у точці  $A$ . У цьому випадку завжди будуть існувати два взаємно перпендикулярних напрямки, в яких кривизна відповідних нормальних перерізів у точці  $A$  буде дорівнювати головним кривизнам  $k_1$ , та  $k_2$ . Ці напрямки відповідають напрямкам осей визначеної системи координат і будуть відповідати напрямкам головної кривизни, а відповідні перетини - головним нормальним перетинам поверхні.

Якщо січна площина утворить з віссю  $e_1$  кут  $\alpha$ , то для кривизни  $k_N$  нормального перерізу у точці  $A$  буде справедлива залежність (формула Ейлера):

$$k_N = k_1 \cos^2 \alpha + k_2 \sin^2 \alpha. \quad (6.218)$$

Відповідно у напрямках головних кривизн кривизна нормального перетину  $k_N$  приймає екстремальні (максимальне та мінімальне) значення, рівні головним кривизнам  $k_1, k_2$ .

Як видно з вище приведенного математичного розгляду властивостей поверхні можна виробити кілька методик щодо визначення виразу опису поверхні деталі, але в основі усіх цих методик повинно бути закладено матричне поле координат поверхні. Для того, щоб уявити, які саме координати поверхні ми маємо можливість отримати, розглянемо, що відбувається на конкретно обраній ділянці поверхні при реєстрації координати (рис.6.38.)

Така ситуація виникає як наслідок двох зустрічних рухів інструмента і є поясненням того, що відбувається при визначенні координат поверхні за рис. 3. У такий спосіб руху в першу чергу визначається координата точки  $A$ , яка є максимально віддаленою від осі  $X$  за статичною координатою. До того ж за відповідної синхронізації прямий та зворотній рух (лівосторонній та правосторонній за рис. 6.38) підтверджують координату точки  $A$  з мінімальним розходженням, яке визначається чутливістю системи торкання. Відбувається це за траєкторіями  $b > 0$  та  $b < 0$  згідно (6.200) ( $a_1, a_2, a_3$  і  $b_1, b_2, b_3$ ).

При наступному кроці до центру одержання деталі радіус руху зменшується на  $L_{k1}$ , і система CNC реєструє координати поверхні  $C_2$  та  $B_2$  для лівостороннього руху і  $F_2$  та  $E_2$  для правостороннього. Отримані координати п'яти точок поверхні  $XOY$  є досить вагомими з інформаційного погляду, але не є тією самодостатньою кількістю.

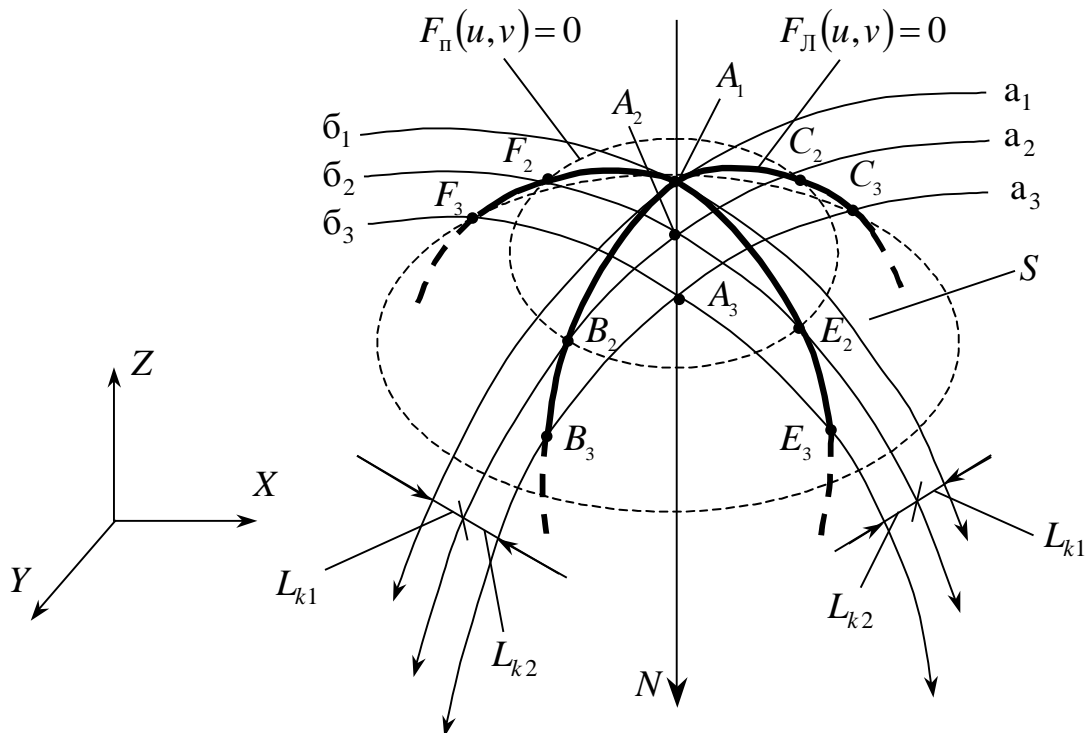


Рис. 6.38 Траєкторії руху інструмента для отримання координат поверхні деталі:  $a_1, a_2, a_3$  – лівосторонні траєкторії руху і  $b_1, b_2, b_3$  – правосторонні траєкторії руху

Джерелом цієї проблеми є те, що навіть така кількість точок координат ще не визначає тип поверхні як такої, а є лише натяком на можливу форму, оскільки через п'ять точок у просторі є можливість провести кілька поверхонь різного типу. Це дуже добре видно з математичних залежностей (6.209, 6.210, 6.211, 6.214, 6.215). Тому необхідно у визначеній координаті  $x$  зробити ще

щонайменш одне торкання з метою визначення координат поверхні. Відпрацювавши ще один рух ( $L_{k2}$ ), система CNC отримує чергові координати  $C_3$  та  $B_3$  у лівосторонньому русі і  $F_3$  та  $E_3$  за правостороннього руху. У такому випадку загальна кількість координат станове – дев'ять, що надає можливість з досить високою вірогідністю визначити форму поверхні за вище згаданими залежностями. Одночасно розглядаючи отримані координати у векторному, або параметричному вигляді (6.189) (6.190) є можливість отримати матриці (6.203) та (6.208, 6.209) для першої та другої квадратичних форм поверхні, які надають можливість повного визначення її типу. За такого способу руху існують дві важливі ситуації, що пов'язані з методикою отримання координат і які треба сприймати як розумне обмеження, або вибору саме того режиму параметрів вимірювання, яке відповідає технологічним вимогам.

По-перше, це стосується подачі інструмента по координаті  $X$  та швидкості обертання  $\omega_A$ . Якщо  $\omega_A$  нескінченно зростає при стабільній подачі інструмента  $S_i$ , то координати точок  $B_2, B_3, C_2, C_3$  з одного боку необмежено наближаються до координат точок  $E_2, E_3, F_2, F_3$  і у нескінченності зливаються в одне ціле в площині перерізу деталі з координатами точки  $A$ . Тобто тут буде спостерігатися випадок визначення форми перерізу, розглянутий у [розд. 5, 6].

Відповідно у протилежному випадку, коли  $\omega_A \rightarrow 0$ , а  $S_i \rightarrow \infty$  матимемо випадок розглянутий у [5, 6]. При цьому координати точок  $B_2, B_3, C_2, C_3$  та  $E_2, E_3, F_2, F_3$  будуть необмежено наближатися одна до одної та площини  $ZOX$ .

По-друге, з метою отримання максимальної швидкодії при визначенні форми бажано після закінчення вимірювання кожної пари координат ( $B_2-C_2, B_3-C_3, E_2-E_3$  тощо) відпрацьовувати крок у бік осі обертання. Ця проблема є суто технічною і стосується інерційності рушійної системи верстата, що накладає дуже вагомі обмеження на швидкість вимірювального процесу.

Якщо обирати реальну швидкість вимірювання форми необхідно звертати увагу на другий пункт обмежень, оскільки перший за своєю інерційністю набагато менший за інерційність механічних рухів.

## ПІДСУМКИ

Проведені теоретичні та експериментальні дослідження довели, що за результатами аналізу виробничих процесів з'ясовано, що на всіх етапах виробництва необхідно реєструвати моменти торкання з різними ступенями точності з метою визначення координати.

Згідно створеним засадам узагальненої моделі торкання необхідно визначитись з кількістю елементарних фізичних законів, на засадах яких реєструється торкання. При визначених рівнях реєстрації торкання існує стала похибка у визначенні координати, яка утворюється нестабільним сигналом. Особисті властивості феромагнетичних матеріалів утворюють навколо себе незначне статичне магнетне поле, яке у динаміці дає можливість утворити сигнал присутності. Фізична сутність близької взаємодії є наслідок шорсткості поверхні деталі та її внутрішніх дефектів. Для отримання великої далекодії між деталлю та інструментом необхідно застосовувати генератор струму для підтримки потужності зони присутності деталі. Факт торкання визначається за величиною струму, який протікає через зону контакту інструмент – деталь та утворюється електромагнетними шумами верстата та генератора штучного струму. При реєстрації “торкання” або “неторкання” необхідно витратити час для аналізу процесу торкання інструмента до деталі, який є прямо залежним від робочої (резонансної) частоти відчутника.

Досліджено та обґрунтовано класифікаційні ознаки способів торкання, що дозволило створити їх уніфіковану аналітичну модель у вигляді рівнянь часу і шляху для всіх запропонованих способів торкання, які визначають координати поверхні торкання, можливу похибку оцінки цих координат, глибину руйнації об'єкту вимірювання, що дозволяє зменшити похибки вимірювання за обраним способом. Реєстрація моменту присутності дозволяє виконати більш точну траєкторію руху інструмента для виходу в точку торкання до деталі, що значно зменшує можливі похибки у визначенні координати торкання та розташування деталі, наприклад, у режимі пошуку.

Доведено актуальність створення приладів реєстрації моменту торкання, що є необхідним чинником щодо отримання високоякісного технологічного процесу металообробки, при цьому найбільш ефективними є системи, де у одне ціле об'єднано властивості різального інструмента і високоточного вимірювача координати. За розробленими вимогами найбільш дієвими є чутники торкання за електромагнітним принципом роботи, які повинні мати наступні інформаційні виходи до CNC-системи технологічного обладнання: відстань, торкання, готовність.

Наразі автори не змогли у одній монографії повністю висвітлити усі фізико-технічні проблеми технології ТОНТОР у зв'язку з великими обсягами теоретичного та практичного матеріалу, а тому вважають за доцільне продовження роботи над створенням ще однієї монографії з цього питання, а також фізичних засад побудови відчутників та чутників для металообробки.

## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Скицюк В.І., Ключко Т.Р. Нові науково-технічні поняття та терміни на їх позначення. Проблеми української термінології: Зб. наук. праць – Львів: Національний університет «Львівська політехніка». - 2006. – С. 128-131.
2. Скицюк В.І., Скицюк М.В. Технологічний фантом // Вісник НТУУ “КПІ”. Серія приладобудування. – 2002. - № 24. – С.149-155.
3. М.Льоци. История физики. –М.: Мир, 1970. – 368 с.
4. Скицюк В.І., Махмудов К.Г., Ключко Т.Р. Технологія ТОНТОР. - К.: Техніка, 1993. – 80 с.
5. Бронштейн И.Н. Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: Наука 1967. – 608 с.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – 13-е изд., исправленное. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 544 с.
7. Кузмичев В.Е. Законы и формулы физики. – К.: Наук. думка, 1989. – 864 с.
8. Скицюк В.І., Тимчик Г.С., Вайнтрауб М.А., Ключко Т.Р. Чутники електромагнітного випромінювання для біотехнічних досліджень. -К.: “МП Леся”, 2004. – 64 с., іл.
9. Белокур И.П., Коваленко В.А. Дефектоскопия материалов и изделий. -К.: Тэхника, 1989. – 192 с.
10. Костин П.П. Физико-механические испытания металлов, сплавов и неметаллических материалов: Учеб. пособие для профессионально-технических училищ. - М.: Машиностроение, 1990. – 256 с.
11. Точность производства в машиностроении и приборостроении / Под ред. А.Н. Гаврилова. – М.: Машиностроение, 1973. -567 с.
12. Павловський М.А. Теоретична механіка. Підручник. –К.: Техніка, 2002. -512 с., іл.
13. Скицюк В.І., Сілін Р.С. Технологія торкання технологічних об’єктів. Основні засади. Ч. 1 // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2001. - №1. - С.27-30.
14. Электромагнитные датчики механических величин /Н.Е.Конюхов, Ф.М.Медников, М.Л.Нечаевский. - М.: Машиностроение, 1987. – 256 с.
15. Технические средства диагностирования: Справочник / В.В.Клюев, П.П. Пархоменко, В.Е. Абрамчук и др. / Под общ. ред. В.В. Клюева. – М.: Машиностроение, 1989. – 672 с.
16. Э.Бауман. Измерение сил электрическими методами. Пер. с нем. – М.: Мир, 1978. – 431 с.
17. Армарего И.Дж.А., Браун Р.Х. Обработка металлов резанием. Пер. с англ. В.А. Пастунова. -М.: Машиностроение, 1977. – 325 с.
18. Диагностика процесса металлообработки / В.А.Остафьев, В.С.Антонюк, Г.С. Тимчик. – К.:Тэхника, 1991. – С.70 - 90.

19. Скицюк В.І., Сілін Р.С. Технологія торкання технологічних об'єктів. Основні способи торкання. Ч. 2 // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2001. - №2. – С.34 – 39.
20. Скицюк В.І., Сілін Р.С. Технологія торкання технологічних об'єктів. Багаторазове торкання технологічних об'єктів. Ч. 3 // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2001. - № 3. - С.143-150.
21. Скицюк В.І., Сілін Р.С. Технологія торкання технологічних об'єктів. Загальна класифікація способів торкання та дуальність поверхні. Ч. 4 //Вісник Технологічного університету Поділля. – 2002. - № 4. - С.159-162.
22. В.Смайт. Электростатика и электродинамика. Пер. со 2-го амер. изд. А.В.Гапонова, М.А.Миллера. - М.: Изд. Иностран. литературы, 1954. – 804 с.
23. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. Учебник для электротехн., энерг., приборостр. спец. вузов. – 8-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. школа, 1986. – 263 с.
24. Говорков А.Г., Купалян С.Д. Теория электромагнитного поля в упражнениях и задачах. – М.: Высшая школа, 1963. – 372 с.
25. Материаловедение. Учебник для втуз / Б.Н.Арзамасов, И.И.Сидорин, Г.Ф.Косолапов и др. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Машиностроение, 1986. – 384 с.
26. Лоладзе Т.Н. Прочность и износостойкость режущего инструмента. - М.: машиностроение, 1982. – С.305.
27. Контроль и диагностика в ГПС. Под ред. Б.И. Черпакова. Кн.7. - М.: Высшая школа, 1989. - С.30-80.
28. Г.В.Сафронкин. Датчик контроля деталей и инструмента // Приборы и системы управления. - 1991 - № 9 - С. 36.
29. Васильев С.В. Использование электрических явлений при резании для коррекции режимов обработки. Метод. рекоменд. - М.: ЭНИМС, 1981. – 76 с.
30. Зелик В.П. и др. Многоканальное устройство для виброакустической диагностики металлорежущих станков // Металлорежущие станки. - К. - 1990. - 18. - С.50-54.
31. Елифанов В.В. Физика твёрдого тела. -М.: Высшая школа, 1965. – 276 с.
32. Графики функций. Справочник. Вірченко Н.О., Ляшко І.І., Швецов К.І. Графіки функцій. Довідник. -К. Наук. думка, 1977. - 320 с.
33. Справочник по магнито-импульсной обработке металлов / Белый И.В., Фертик С.М., Хищенко Л.Т. – Харьков: Вища школа, 1977. – 168с.
34. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-матем. литературы, 1984. – (Проблемы науки и технического прогресса). – 208 с.
35. Астахов Д.А., Широков Ю.М. Курс физики. Т.2. Электромагнитное поле. Гл. ред. физ.-матем. литературы, 1980. – 360 с.
36. Э.Парселл. Электричество и магнетизм. Пер. с англ. / Под ред. А.И.Шальникова и А.О.Вайсенберга, изд. 2-е, исправл. –М.: Наука. Гл. ред. физ.-матем. лит., 1975. – 440 с.

37. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10т. Т.II. Теория поля. – 7-е изд. исп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 512 с.
38. Мизюк Л.Я. Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей - К.: Наукова думка, 1964. – 168 с.
39. Мизюк Л.Я. Элементы транзисторных схем измерительной аппаратуры для индуктивной электроразведки. - К.: Наукова думка, 1970. – 280 с.
40. Хомерики О.К. Полупроводниковые преобразователи магнитного поля. –М.: Энергоатомиздат, 1986. – 136 с., ил.
41. Абрамзон Г.В., Обоишев Ю.П. Индукционные измерительные преобразователи переменных магнитных полей. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд., 1984. – 120 с.
42. Аркадьев В.К. Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела. – Труды АН СССР, 1961. – 271 с.
43. Кухаркин Е.С. Основы инженерной электрофизики. Ч.1. Основы технической электродинамики / Под ред. П.А.Ионкина. Учеб. пособие для студентов вузов. -М.: Высшая школа, 1969. – 510 с.
44. Ремизов Л.Т. Естественные радиопомехи. – М.: Наука, 1985. – 200с.
45. А.Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. -М.: Мир, 1976. – 212 с.
46. Волин М.Л. Паразитные процессы в радиоэлектронной аппаратуре. 2-е изд. перераб. и доп. - М.: Радио и связь, 1981. – 296 с.
47. Носсель Ю.Я. Электрические поля постоянных токов. - Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. – 160 с.
48. Подавление электромагнитных помех в цепях электропитания /Г.С.Векслер, В.С.Недочетов, В.В.Пилинский и др. – К.: Тэхника. – 1990. – 167с. – С.22-30
49. Войтик М.С. Помехи в источниках питания с бестрансформаторным входом // Полупроводниковая электроника в технике связи. – 1983. – Вып. 23. – С.174-177.
50. Костиков В.Г., Никитин И.Е. Источники электропитания высокого напряжения РЭА. - М.: Радио и связь, 1986. – 200 с.
51. So-Young Lee, Eui-sik Chang. Monitoring of Chatter Vibration by Laser Displacement Signal // Journal of the Korean Society of Precision Engineering. 1995. №1. P.16-20.
52. Шевченко В.В. Диагностика работоспособности режущего инструмента при чистовом точении на основе электромагнитных явлений. Диссерт. на соискание уч. степени канд. техн. наук. -К. КПИ. – 1985. – С.64.
53. Скицюк В.И., Мирзаев А.И., Махмудов К.Г. Контроль процесса резания на основе виброакустического сигнала // Вторая научно-техническая конф. советских и польских молодых ученых выпускников ВУЗ СССР. Киев – Вроцлав 1986. – С.34-35

54. Спектор С.А. Электрические измерения физических величин: методы измерений: Учеб. пособие для вузов. -Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. Отделение, 1987. – 320 с.
55. Биргер И.А., Мавлютов Р.Р. Сопротивление материалов: Учебное пособие. - М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. – 560 с.
56. Г.И.Атабеков. Основы теории цепей. – М.: Энергия, 1966. – 424 с.
57. Скицюк В.І., Тимчик Г.С.. Фізичні основи ближньої електромагнітної взаємодії інструменту та деталі при токарній металообробці // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. - 2002. - № 5. – С.131-134.
58. Скицюк В.І., Тимчик Г.С., Ключко М.М.. Застосування сигналу електромагнітного поля деталі та інструмента у процесі контролю металообробки // Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету. – 2003. – №4 (21). – С.30-37.
59. Розенбрат М.А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. – М.: Наука, 1966. – 720 с.
60. H.S. Chang, V.I. Skitsiouk, H.S. Kim, H. Ono, K.H. Cha, N.I. Cho. In-process Monitoring of Machine Tool State using Magnetic Sensor // Proceeding of the 6th Advanced Manufacturing System. Workshop. Seul. –1998. – №6.
61. Скицюк В.І., Діордіца І.М., Наumenко В.І.. Вимірювання форми деталі у статичному стані та лінійному детермінованому русі різального інструмента // Вісник НТУУ “КПІ”. Серія приладобудування. – 2005. – Вип.29. – С.68-74.



## ПЕРЕЛІК ЗАГАЛЬНИХ АБРЕВІАТУР ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ЕРС – електрорушійна сила

МОТС – мастильно-охолоджувальне технологічне середовище

ОВ – об'єкт вимірювання

ОЦ – оброблювальний центр

П - присутність

$\overline{П}$  – несутність

СП – сигнал присутності

$\overline{СП}$  - сигнал несутності

СЧТ – система чутника торкання

ЧЕ – чутливий елемент

ЧПК – числове програмне керування

CNC – computer numerical control

$C_m^\beta$  – кількість варіантів побудови ЧЕ

$P$  – кількість базових зв'язків

$F_i(x)$  –  $i$ -та елементарна фізична функція

$x$  – плинна координата уявної поверхні

$a$  – число, що належить інтервалу завдання координати уявної поверхні

$F_i(a)$  – значення елементарної фізичної функції при  $x=a$

$k_{b-1}$  – зведений коефіцієнт фізичного закону

$\Delta$  – розмір щілини між об'єктами

$b$  – ступінь, яка коливається в межах від 2 до 15

$\alpha, \beta, \gamma, \theta$  – кути поміж векторами напруга магнітного поля

$\varphi$  – зсув фази електричного сигналу

$H, H_x, H_y, H_z$  – напруженість магнітного поля та її складові

$B, B_x, B_y, B_z$  – магнітна індукція та її складові

$B_u$  – значення магнітної індукції у центрі перетину тіла

$i$  – електричний струм

$i_x$  – еквівалентний колострум

$R$  – відстань від центру провідника

$r_m$  – радіус намагніченого тіла

$l$  – довжина намагніченого тіла

$M$  – намагніченість намагніченого тіла

$M_0$  – постійна намагніченість матеріалу

$M_i$  – індуквана намагніченість тіла або інструменту

$\mu_0$  – магнітна стала

$\mu$  – магнітна проникність матеріалу

$\mu_a$  – магнітна проникність матеріалу осереддя

$S_\Delta$  – площа поперечного перерізу щілини між інструментом та деталлю

$\vec{H}_i$  – вектор магнітної напруженості, залежний від інструмента

$\vec{H}_{ш}$  – вектор магнітної напруженості, що визначається шорсткістю поверхні деталі

$\vec{H}_{\text{дф}}$  – вектор магнітної напруженості, залежний від внутрішніх дефектів деталі  
 $\vec{H}_{\text{д}}$  – вектор магнітної напруженості дальньої складової  
 $N$  – коефіцієнт розмагнічування  
 $k_{\text{фп}}$  – коефіцієнт, залежний від форми перерізу стрижня  
 $S_c$  – площа перетину стрижня  
 $l_c$  – довжина стрижня  
 $b_c, h_c$  – поперечні розміри стрижня  
 $k_{\text{ф}}$  – коефіцієнт, залежний від форми стрижня  
 $n_{\text{дет}}, n_i$  – оберти деталі та інструменту  
 $k_z$  – номер різального зуба по черзі  
 $m$  – загальна кількість різальних зубців  
 $I_0$  – амплітудне значення змінного штучного струму  
 $\omega$  – колова частота струму  
 $\varphi$  – фаза струму  
 $r_{\text{дет}}$  – радіус деталі  
 $\Delta_{\text{п}}$  – розмір щілини “присутності”  
 $\vec{S}$  – вектор щільності струму у середовищі  
 $\gamma$  – питома електропровідність  
 $r_1, r_2$  – відстані до кінцівок елементу струму  $dl$   
 $\lambda$  – параметр розподілу  
 $e^2(\omega), i^2(\omega)$  – спектральні щільності потужності електричної напруги та струму  
 $\Delta\omega$  – ширина частотної смуги  
 $S_i(j\omega)$  – спектральна функція  $S_i(t)$   
 $U_{\text{см}}, I_{\text{сш}}$  – параметри стрибкової складової струму  
 $U_{\text{бш}}, I_{\text{бш}}$  – параметри білого шуму  
 $U_{\text{ін}}, I_{\text{ін}}$  – параметри імпульсної шумової перешкоди  
 $U_{\text{зн}}, I_{\text{зн}}$  – параметри генератора підтримки фізичного процесу чутника  
 $\tau_{\text{ч}}$  – постійна часу відчутника  
 $k_p$  – коефіцієнт рівня  
 $k_i$  – черговий номер періоду, амплітуда якого перевищила рівень реєстрації  
 $T_0$  – період резонансних коливань відчутника  
 $E_1(t), E_3(t)$  – ЕРС еквівалентних генераторів змінної напруги  
 $E_2(t)$  – ЕРС еквівалентного генератора напруги близької присутності  
 $i_0(t)$  – струм еквівалентного генератора шуму