

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Запорізький національний технічний університет



КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з дисципліни
“Фізико-теоретичні основи конструювання електронних
апаратів”

для студентів спеціальності
172 «Телекомунікації та радіотехніка» (освітні програми
«Радіoeлектронні апарати та засоби» та «Інтелектуальні
технології мікросистемної радіoeлектронної техніки»)
усіх форм навчання

2017

Конспект лекцій з дисципліни "Фізико-теоретичні основи конструювання електронних апаратів" для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка» (освітні програми «Радіоелектронні апарати та засоби» та «Інтелектуальні технології мікросистемної радіоелектронної техніки») усіх форм навчання / Уклад.: Поспеева І.Є., Фурманова Н.І., Шинкаренко Е.М.. – Запоріжжя: ЗНТУ, 2017. – 82 с.

Укладачі: Фурманова Наталія Іванівна, канд. техн. наук,
 доцент;
 Поспеева Ірина Євгенівна, ст. викладач;
 Шинкаренко Едуард Миколайович.

Рецензент: Бугрова Тетяна Іванівна, канд. техн. наук,
 доцент каф. РТТ

Відповідальний за випуск: Шило Галина Миколаївна,
канд. техн. наук, доцент, в.о. зав. каф. ІТЕЗ

Розглянуто
на засіданні кафедри ІТЕЗ
протокол № 5 від 16.12.16 р.

Затверджено
на засіданні НМК ФРЕТ
протокол № 4 від 22.12.16 р.

ЗМІСТ

1 СИСТЕМНИЙ АНАЛІЗ КОНСТРУЮВАННЯ, ТЕХНОЛОГІЇ ТА ЕКСПЛУАТАЦІЇ ЕА	5
1.1 Основні задачі, які виникають при конструюванні РЕА.....	5
1.2 Блочноієрархічний підхід до процесу проектування.....	6
1.3 Система параметрів при розв’язанні задач синтезу та аналізу...	8
1.4 Зовнішні параметри системи (фактори впливу)	8
1.5 Системний підхід при проектуванні ЕА	9
2 ОСНОВНІ ЗАКОНИ ТЕПЛООБМІНУ В ЕЛЕКТРОННИХ АПАРАТАХ	12
2.1 Тепломасоперенос в ЕА	12
2.2 Теплопровідність	13
2.3 Конвекція	16
2.4 Теплове випромінювання.....	20
2.5 Випромінювання не чорних тіл.....	23
3 ЕЛЕМЕНТИ ТЕОРІЇ ТЕПЛОВИХ КІЛ	25
3.1 Термічний опір і термічний коефіцієнт	25
3.2 Теплові кола.....	26
3.3 Термічний опір стінок	29
3.3.1 Однорідні стінки	29
3.3.2 Складні стінки	32
3.4 Складний теплообмін	36
3.5 Критична товщина ізоляції.....	37

4 ОСНОВИ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ. ВІЛЬНА КОНВЕКЦІЯ В НЕОБМЕЖЕНОМУ ПРОСТОРИ	39
4.1 Числа подібності	39
4.2 Обробка результатів досліджень	42
4.3 Вільна конвенція у необмеженому просторі	45
5 СИСТЕМИ ОХОЛОДЖЕННЯ ЕА	48
5.1 Класифікація систем охолодження	48
5.2 Вибір системи охолодження	49
6 МЕХАНІЧНІ ВПЛИВИ І ЇХ ПАРАМЕТРИ	53
7 ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ЕА ПРИ МЕХАНІЧНИХ ВПЛИВАХ	57
8 МЕХАНІЧНІ ВПЛИВИ ТА МІЦНІСТЬ ЕА	62
8.2 Вплив механічних дій на міцність ЕА	62
8.2 Умови жорсткості і міцності	65
9 ПОКАЗНИКИ НАДІЙНОСТІ ЕА. НЕВІДНОВЛЮВАНІ СИСТЕМИ	66
9.1 Критерії і кількісні характеристики надійності	66
9.2 Критерії надійності невідновлених виробів	67
10 ПОКАЗНИКИ НАДІЙНОСТІ ВІДНОВЛЮВАНИХ СИСТЕМ	72
11 РОЗРАХУНОК ХАРАКТЕРИСТИК НАДІЙНОСТІ НЕВІДНОВЛЮВАНИХ СИСТЕМ ПРИ ОСНОВНОМУ З'ЄДНАННІ ЕЛЕМЕНТІВ	79
ЛІТЕРАТУРА	82

1 СИСТЕМНИЙ АНАЛІЗ КОНСТРУЮВАННЯ, ТЕХНОЛОГІЙ ТА ЕКСПЛУАТАЦІЇ ЕА

1.1 Основні задачі, які виникають при конструюванні РЕА

Конструювання РЕА - це процес створення нових зразків пристроїв, приладів, апаратури, що включають в себе виконання всіх необхідних розрахунків та розробку робочої документації.

Всі ці фактори розділяють на:

- а) призначення та галузь використання (ЕОМ, радіолокація, транспорт та ін.)
- б) електричні характеристики (робоча частота, потужність, швидкість, точність, стабільність, інформативність)
- в) умови експлуатації (зміни температури, вологість, механічні дії, тиск, радіація тощо)
- г) конструкторські показники (надійність, маса, габарити, форма, теплові режими, вібро- та удароміцність, вібростійкість та ін.)
- д) організаційно-виробничі показники (термін розробки, розмір партії, технологічне забезпечення виробництва)
- е) техніко-економічні показники (вартість, відповідність світовим стандартам, термін служби, економічна ефективність)
- ж) рівень елементної бази (ступінь інтеграції, НВЧ, цифрові, аналогові, стандартні схеми чи спеціальні)

При конструюванні РЕА необхідно враховувати особливо точно і детально й вирішувати такі проблеми, як теплові режими, механічні дії, ЕМ впливи, забезпечувати при цьому надійність на етапах проектування та виробництва, оптимізації та прогнозування стану.

1.2 Блочноїєрархічний підхід до процесу проектування

В процесі проектування розділяють горизонтальні та вертикальні рівні (див. рис. 1.1).

Горизонтальні рівні - виділення по ступеню детальності з розглядом системи проектування.

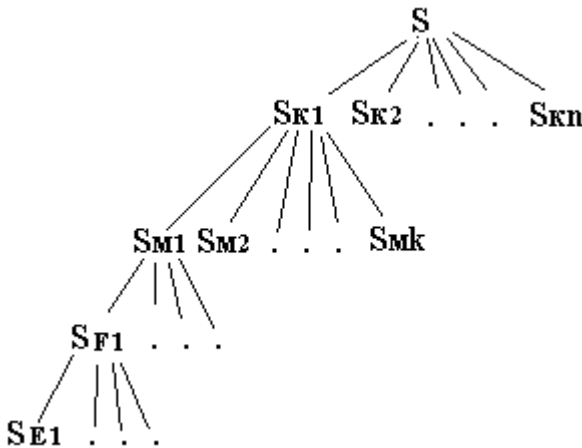


Рисунок 1.1 – Рівні проектування

Вертикальні рівні - по функціональним фізичним принципам.

Процеси проектування (етапи):

- технічна пропозиція;
- ескізний проект;
- виготовлення дослідного зразка і дослідно-конструкторської документації;

- ТП (технічний проект);

- робочий проект.

Процес проектування може проводитися згори донизу або навпаки.

Задачі проектування підрозділяються на задачі синтезу та аналізу. Задачі синтезу пов'язані зі створенням проекту, аналізу – з його всебічним аналізом (див. рис. 1.2).

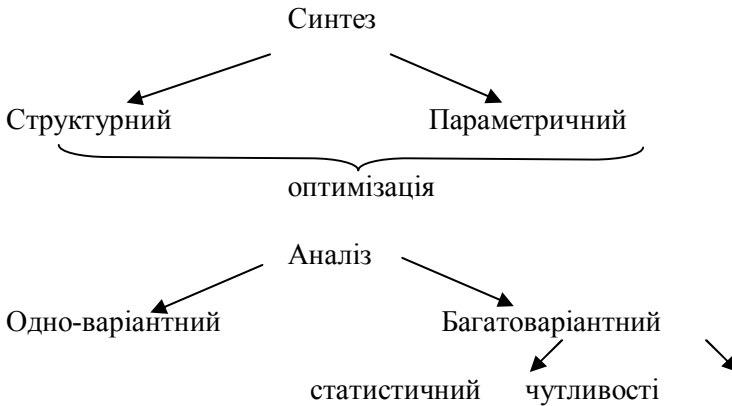


Рисунок 1.2 – Структурна схема задач синтезу та аналізу

Всі параметри зображуються координатними точками у просторі параметрів.

Одноваріантний аналіз досліджує об'єкт проектування в точці простору керованих параметрів, а багатоваріантний - у її довкіллі. Задачі аналізу пов'язані з дослідженням моделі об'єкту (див. рис. 1.3).

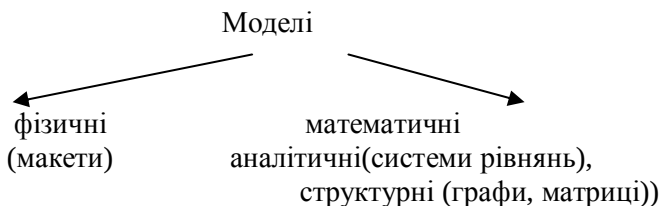


Рисунок 1.3 – Види моделей проектування

Процес проектування носить ітераційний характер (послідовне наближення до заданого результату).

1.3 Система параметрів при розв'язанні задач синтезу та аналізу

$X=x_1..x_i$ - внутрішні параметри об'єкту проектування. При проектуванні схеми це параметри елементів схеми. При проектуванні ТП до внутр. параметрів належать параметри матеріалів та напівфабрикатів.

$Q=q_1..q_k$ - зовнішні параметри - це параметри які діють зовні. При проектуванні схеми - це зовн. дії, при проектуванні ТП - це параметри технологічних режимів.

$Y=y_1..y_i$ - вихідні параметри об'єкту проектування (при проектуванні ТП - це параметри об'єкту після проведення ТОперації).

Зрозуміло, що

$$Y=F(X,Q). \quad (1.1)$$

Будь яку задачу проектування необхідно формалізувати, якщо можливо отримати модель - задачу у вигляді функції (1.1), то модель наз. аналітичною. Крім аналітичної використовують алгоритмічну.

1.4 Зовнішні параметри системи (фактори впливу)

Модель, яка включає в себе всі можливі моделі (типи) та враховує всі можливі фактори називається повною математичною моделлю.

Для зменшення економічних витрат (часу та пам'яті), спрощення задачі, використовується макромодель. Це спрощена повна математична модель (поступається якісними параметрами). По факторам впливу, які залежать від умов експлуатації, РЕА поділяють на 5 класів.

Стаціонарні - з температурою навколишнього середовища 5..50°C, нормальним атмосферним тиском, нормальною відносною вологістю; до потужності, маси та габаритів немає обмежень.

Наземні пересувні - підвищені вимоги до стійкості від запилення, підвищений діапазон температури від -60...+60°C, потужність, маса та габарити - обмежені.

Корабельні - вимоги до вологостійкості, до сольових випаровувань, корозійна стійкість, грибкова стійкість.

Авіаційні - стійкість до високого тиску, стійкість до змінного тиску та змінної температури, стійкість до термоударів; потужність, маса та габарити - обмежені.

Ракетно-космічна - жорсткі вимоги до стійкості апаратури, до теплових режимів, радіації; потужність, маса та габарити - значно обмежені.

1.5 Системний підхід при проектуванні ЕА

Радіодеталі та матеріали мають обмежену теплостійкість і можуть працювати у визначеному діапазоні температур. Фізичні та хімічні процеси можуть викликати раптові відмови, поступово змінюють свої характеристики, призводять до старіння матеріалів і поступових відмов. Задача розробника - спроектувати об'єкт таким чином, щоб його параметри не виходили за межі умов працездатності.

Умови працездатності:

$$y_i = y_{j_{\text{нн.}}} \pm \Delta y_j; y_j \geq TB_j \quad (1.2)$$

$$y_j = TB_j \pm \Delta y_j; y_j \leq TB_j \quad (1.3)$$

Надійність РЕА - це властивість РЕА, яка характеризує можливість виконувати задані функції, зберігаючи задані параметри у визначених умовах експлуатації та зберігання.

Надійність має 3 складових:

- довговічність;
- безвідмовність;
- зберігаємость.

Основний показник надійності - інтенсивність відмов

$$I = \frac{1}{T}$$

- це є щільність розподілу напрацювання до першої відмови T .
При розгляді надійності:

- відмови вважаються випадковими і незалежними;
- відмова першого елемента призводить до відмови РЕА.

$$l = \sum_{i=1}^n l_i$$
, де l_i - інтенсивність відмов i -го елементу. Таким чином інтенсивність відмов залежить від інтенсивності відмов i -го елементу.

l_i залежить від умов експлуатації:

$$l_i = l_{i0} \prod_{j=1}^m K_{ji} \quad (1.4)$$

де K - коефіцієнт впливу фактору на i -й параметр;

l_{i0} - інтенсивність відмов i -го елементу за стаціонарних умов.

$$l = \sum_{i=1}^n l_{i0} \prod_{j=1}^m K_{ji} \quad (1.5)$$

Суттєвим фактором впливу є температура. При впливі на РЕА тільки температури:

$$l_i = A l_{i0} \exp(b(T_1 - T_0)) \quad (1.6)$$

де A, b - експериментально отримані коефіцієнти пропорційності;

T_1 - робоча температура °C;

T_0 - стандартна температура °C;

Значення l при змінній температури характеризується відносним коефіцієнтом інтенсивності відмов.

$\frac{\Delta l}{l} \cdot 100\%$ - характеризує температурну стабільність елемента.

$$\frac{\Delta l}{l} \cdot 100\% = \frac{l(T+10) - l(T)}{l(T)} \cdot 100\% \quad (1.7)$$

Ця величина становить: для R - 8..25%; VTGe - 22%; VDGe - 65% ; VTSi - 13%; VDSi - 28% ; T та L - 27%; C - 20..50%

При вологості та збільшеній температурі, інтенсивність відмов зростає. Нестабільність РЕА при високій температурі приблизно дорівнює 60-70%, а при високих температурі та вологості - 95-98%.

При зменшенні розмірів елемента особливо гостро стає питання температурних режимів МС, тому, що питома потужність дорівнює $P_0 = P/S$. Тому повинно бути $P_0 < P'_0$ (максимально допустима потужність матеріалу, з якого виготовлено елемент). Тому тепло необхідно ефективно відводити по ланцюгу: елемент - підшарок - корпус (МС) – мікрозбірка – навколишнє середовище.

Основні методи відведення тепла:

- тепловідвод
- конвекція (за рахунок теплового потоку)
- випромінювання (в усіх напрямках випромінювання за рахунок електромагнітних хвиль)

В РЕА присутні усі види тепловідводу.

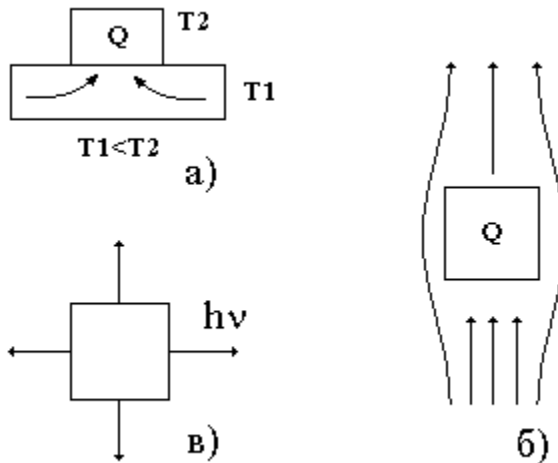


Рисунок 1.4 – Види тепловідводу

2 ОСНОВНІ ЗАКОНИ ТЕПЛООБМІНУ В ЕЛЕКТРОННИХ АПАРАТАХ

2.1 Тепломасоперенос в ЕА

Тепломасообмін - розділ фізики, в якому розглядаються процеси переносу теплоти (енергії) та маси (речовини).

Явища теплообміну пов'язані з незворотним переносом енергії з однієї частини простору в іншу й викликані різницею температур, а явище масообміну - з переміщенням речовини з однієї частини простору в іншу й викликані різницею концентрацій.

Якщо теплообмін та масообмін супроводжують друг друга й їх доводиться розглядати у взаємозв'язку, то маємо діло з тепломасообміном. Коли явища теплообміну та масообміну мало впливають один на одного, їх можна розглядати порізно; іноді має місце лише якесь одне явище. Відповідні процеси в цих випадках звуть процесами тепло- і масообміну, теплообміну, масообміну.

Розрізняють три види переносу енергії у вигляді теплоти: теплопровідність, конвекцію та теплове випромінення.

Теплопровідність - молекулярний перенос теплоти в суцільному середовищі, викликаний різницею температур.

Конвекція - процес переносу теплоти при переміщенні макроскопічних об'ємів рідини або газу з області з однією температурою в область з іншою температурою; при цьому перенос теплоти невідривно поєднаний з переносом речовини. Процеси конвекції супроводжуються теплопровідністю; цей сумісний процес звуть конвективним теплообміном.

Теплове випромінення - процес переносу теплоти, обумовлений перетворенням внутрішньої енергії речовини в енергію випромінення, переносом її у вигляді електромагнітних хвиль та поглинанням речовиною.

2.2 Теплопровідність

Сукупністю тіл з різними теплофізичними параметрами й явно вираженими границями розділу звуть системою тіл або неоднорідним тілом; кожна частина такої буде однорідним тілом. Однорідні тіла можуть бути ізотропними та анізотропними; в ізотропному тілі теплофізичні параметри однакові у всіх напрямках, в анізотропних - різні у різних напрямках, але можуть бути сталі в обраному напрямку.

Тепловий стан тіла або системи тіл кількісно характеризується його температурним полем, тобто сукупністю числових значень температури в різних точках системи у дану мить часу. У тому випадку, коли температура в усіх точках системи не змінюється з плином часу, поле температур зветься стаціонарним; якщо ж температура в тілі з плином часу змінюється, то це нестаціонарне поле.

Якщо температури всіх точок деякого об'єму дорівнюють один одному в будь-яку мить часу, то таке поле температур зветься рівномірним. Температурне поле в окремому випадку може залежати лише від однієї координати, тоді його звуть одновимірним; аналогічний зміст мають терміни "двовимірне" й "тривимірне" поле температур.

Якщо тіла знаходяться при різних температурах, то виникає потік теплоти, спрямований від тіла з більш високою температурою до тіла з більш низькою температурою. Для кількісного опису цього процесу вводять два основних поняття: ізотермічна поверхня та градієнт температур.

Ізотермічною поверхнею звуть геометричне місце точок у просторі, які мають однакову температуру. За визначенням, крізь кожну точку всередині тіла можна провести у данну мить часу лише одну ізотермічну поверхню. На рисунку 2.1 лініями S_1 , S_2 зображені сліди на площині креслення різних ізотермічних поверхонь у фіксовану мить часу, звані ізотермами.

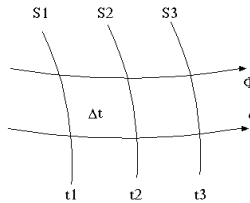


Рисунок 2.1 – Умовне зображення температурного поля

У будь-якому іншому напрямку, не співпадаючому з ізотермою, температура змінюється, до того ж у напрямку нормалі до ізотермічної поверхні спостерігається найбільш різке зміння температури. Зростання температури у напрямку нормалі до ізотермічної поверхні характеризується відношенням зміння температури Δt між обраними ізотермами до відстані між ними по нормалі Δn . Ліміт цього відношення при $\Delta n \rightarrow 0$ зветься градієнтом температури ($grad(t)$), інакше кажучи, градієнт температури є вектор, спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні в бік зростання температури, тобто:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = grad(t) = \nabla t = \overline{n_0} \frac{dt}{dn} \quad (2.1)$$

де $\overline{n_0}$ - одиничний вектор у напрямку нормалі у бік збільшення температури.

Лінії, перпендикулярні до ізотермічної поверхні, називають лініями теплового потоку (лініями струму). Зміну кількості випромінюваного тепла за час $\square$ називають тепловою потужністю.

$$d\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (2.2)$$

Тепловий потік, віднесений до одиниці площі, називають щільністю теплового потоку:

$$q = \frac{d\Phi}{dA} = \left[\frac{Bm}{m^2} \right]$$

За додатній напрямок градієнту температури приймають напрямок, в якому температура зростає.

Змінення кількості теплоти dQ за час dt звать тепловим потоком (тепловою потужністю). Тепловий потік, віднесений до елементу площини dA , звать щільністю теплового потоку:

$$q = \frac{dQ}{dA \cdot dt} \quad (2.3)$$

Кількісний зв'язок між тепловим потоком і градієнтом температур встановлюється законом, сформульованим французьким вченим Ж. Фур'є і лежить в основі аналітичної теорії теплопровідності: щільність теплового потоку прямо пропорційна градієнту температури, тобто:

$$q = -l \operatorname{grad}(t) = -l \overline{n}_0 \frac{dt}{dn} = -l \nabla t \quad (2.4)$$

Цей закон є основою аналітичної теорії теплопровідності. Стаціонарне одномірне поле має такі характеристики:

$$\frac{dt}{dt} = 0$$

$$\frac{dt}{dx} \neq 0 \quad \frac{dt}{dy} = 0 \quad \frac{dt}{dz} = 0$$

Якщо $x_2 > x_1$, а $t_1 > t_2$, тоді:

$$q = l \frac{t_1 - t_2}{x_2 - x_1} \quad l = q \frac{x_2 - x_1}{t_1 - t_2} = \left[\frac{Bm}{m^\circ K} \right] \quad (2.5)$$

Теплопровідність дорівнює щільності теплового потоку при перепаді температури на один градус на одиницю довжини нормалі.

Градієнт температури можна уявити у вигляді векторної суми його складових по вісях декартових координат:

$$\operatorname{grad}(t) = \overset{\mathbf{i}}{i} \frac{\partial t}{\partial x} + \overset{\mathbf{j}}{j} \frac{\partial t}{\partial y} + \overset{\mathbf{k}}{k} \frac{\partial t}{\partial z}, \quad (2.6)$$

де $\overset{\mathbf{i}}{i}, \overset{\mathbf{j}}{j}, \overset{\mathbf{k}}{k}$ - ортогональні між собою одиничні вектори, спрямовані по координатним вісям.

2.3 Конвекція

Перш за все умовимось, що під терміном "рідина" (якщо це спеціально не оговорено) будемо розуміти як крапельну рідину, так і газ; до того ж рідина може бути стисненою (газ) і нестисненою (крапельна рідина).

Теплообмін між потоком рідини й поверхнею дотичного до нього тіла зветься конвективним теплообміном (конвективною тепловіддачею). Цей процес вивчався ще у XVIII ст. Ньютоном і Ріхманом, які незалежно один від одного встановили наступну залежність (закон Ньютона-Ріхмана): тепловий потік $d\Phi$ від рідини до елементу поверхні dA (або в зворотньому напрямку) пропорційний площі елементу поверхні та різниці температур $\Delta t = t_c - t$ або $\Delta t = t - t_c$ між поверхнею тіла t і середовищем t_c :

$$d\Phi = a \Delta t dA, \quad (2.7)$$

де a - коефіцієнт тепловіддачі.

Згідно цього рівняння,

$$a \equiv \frac{d\Phi}{dA \Delta t} = \frac{q}{\Delta t}. \quad (2.8)$$

Останнє тождество є визначенням коефіцієнту тепловіддачі, який числено характеризує щільність теплового потоку, що розсіюється або сприймається поверхнею твердого тіла за різниці температур між твердим тілом та середовищем у 1 К. В СИ одиницею

$\frac{Bm}{m^2 \cdot K}$

a є $m^2 \cdot K$ (ват на квадратний метр-кельвін).

Якщо параметри a і Δt не змінюються від точки до точки поверхні, то закон Ньютона-Ріхмана записується у інтегральній формі:

$$\Phi = a \Delta t \cdot A. \quad (2.9)$$

Уся складність процесу конвективного теплообміну концентрується в одній величині - коефіцієнті тепловіддачі a , який являє собою функцію великого числа параметрів, суттєво впливаючих на процес теплообміну. Перш за все конвективний обмін виявляється зв'язаним з рухом самої рідини, тобто з гідродинамічним процесом.

Теплові й аерогідромеханічні явища взаємопов'язані між собою та впливають один на одного, тому вивчення кожного з них не може проводитись ізольовано.

Рішення багатьох практично важливих задач аерогідродинаміки та теплообміну оснований на моделі приграничного шару. При торканні частинок рідини до поверхні тіла вони адсорбуються тілом, немов прилипають до його поверхні. В результаті цього коло поверхні внаслідок в'язкісних властивостей виникає тонкий шар рідини, що повільно рухається - приграничний шар. Розрізняють гідродинамічний та тепловий приграничні шари. Гідродинамічним приграничним шаром звать пристінний шар рідини товщиною d , в якому відбувається зміння швидкості руху рідини від нульової (на поверхні тіла) до значення u_0 - швидкості основного потоку рідини.

Пристінний шар рідини товщою d_t , в якому відбувається зміння температури від її значення t_w на поверхні тіла до температури t_0 основного потоку рідини, зветься тепловим приграничним шаром.

Визначення "товща приграничного шару" d доволі умовне, так як різкого переходу від приграничного шару до течії поза шаром немає. Тому під d розуміють таку відстань від стінки, на якому швидкість потоку u буде відрізнятися від швидкості u_0 основного потоку, наприклад, на 1%. У загальному випадку величини d і d_t не співпадають.

Різниця в структурі теплового і гідродинамічного приграничних шарів особливо добре спостерігається, наприклад, при вільному русі рідини коло нагрітої вертикальної стінки: швидкість вдалині від стінки дорівнює нулю, тому розподілення швидкостей має інший характер, ніж за примусової конвекції.

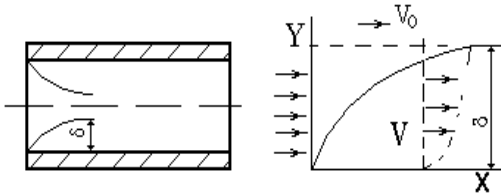


Рисунок 2.2 – Схема розподілу швидкості рідини у трубі по діаметру

В 1883 р. англійський вчений Осборн Рейнольдс показав, що існують два основних режими руху рідини: ламінарний та турбулентний. При ламінарному русі окремі струмена потоку розташовуються паралельно одна до одної, тоді як при турбулентному вони хаотично переплетені. При переході ламінарного режиму в турбулентний опір руху рідини в трубі різко зростає. Існує ще доволі нестійкий перехідний режим руху рідини. Характер режиму течії залежить від декількох параметрів - в'язкості μ , щільності ρ , швидкості u течії і розмірів тіла.

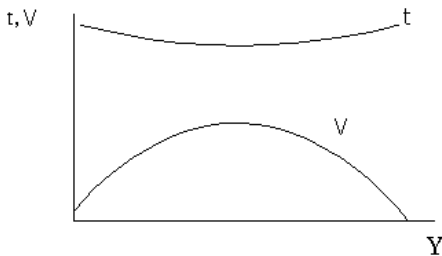


Рисунок 2.3 – Діаграма залежності параметрів рідини

Між частинками або шарами реальної рідини, що рухаються з різними швидкостями, внаслідок в'язкості завжди виникає сила внутрішнього тертя (дотичні напруги), протидіючі руху. Згідно закону

Ньютона, ця сила F , віднесена до одиниці поверхні, пропорційна

градієнту $\frac{du}{dn}$, а саме:

$$F = m \frac{du}{dn} \quad (2.10)$$

Коефіцієнт m в цьому рівнянні звать динамічною в'язкістю (коефіцієнтом внутрішнього тертя); в СИ він виражається в Па*с.

$$\frac{du}{dn} = 1$$

Припустимо що $\frac{du}{dn}$, тоді коефіцієнт динамічної в'язкості дорівнює силі тертя, що доводиться на одиницю площі торкання ковзаючих один по одному шарів. У рівняння теплообміну часто входить відношення динамічної в'язкості рідини до її щільності

$$\eta = \frac{m}{r}$$

, яке звать кінематичною в'язкістю.

Перехід з турбулентної течії в ламінарне і навпаки кількісно характеризується так званим числом Рейнольдса - Re. Наприклад, при

$$Re = \frac{uL}{\eta} > 5 \cdot 10^5$$

обтіканні пластини при значенні числа Рейнольдса виникає турбулентність. Зародження турбулентності залежить від збурення в потоці, які можуть існувати на підході до передньої кромки пластини та в області самої кромки.

Розглянемо процес вільної конвекції коло нагрітої вертикально орієнтованої стінки, температура якої вище за температуру рідини, що її омиває. Торкаючийся зі стінкою об'єм рідини отримує від неї енергію через зіткнення молекул газу зі стінкою; молекули рідини починають рухатися з більшою швидкістю, початковий об'єм збільшується, відповідно знижується щільність рідини, що за законом Архімеда призводить до руху цього об'єму догори.

По-іншому веде себе рідина при вимушеному русі в каналі або трубі. У внутрішній поверхні труби також утворюється приграничний шар, товщина якого у вхідного краю труби дорівнює нулю, а потім поступово зростає. Припустимо, що умови входу такі, що рух частинок у трубі протікає без збурення. На визначеній відстані $x > l_n$

від входу приграничний шар потовщується настільки, що заповнює весь переріз, починається ділянка стабілізованої течії. Крива розподілу швидкості потоку по перерізу каналу має форму параболи 1 (ламінальний рух) або більш складної випуклої кривої 2 (турбулентний рух). Для стабілізованого потоку, як буде показано нижче, при

$$Re = \frac{ud}{n} \geq 2300$$

ламінарна течія переходить у турбулентну.

Окрім вільного та вимушеного обтікання тіл рідиною явище конвективного теплообміну спостерігається також при кипінні та конденсації рідини.

2.4 Теплове випромінювання

Теплове випромінювання визначається лише температурою й оптичними властивостями випромінюючого тіла. Відомо, що енергія випромінювання переноситься зі швидкістю світла, яку для вакууму позначимо як c_0 , а для речовини - c . Швидкості c і c_0 пов'язані між

$$c = \frac{c_0}{n}$$

собою через показник переломлення n речовини залежністю

Енергія фотону Q_ϕ пропорційна частоті електромагнітних коливань n :

$$Q_\phi = hn, \quad (2.11)$$

де h - постійна Планка.

Випромінювання може бути монохроматичне та складне.

Монохроматичне випромінювання - це випромінювання дуже вузького спектра електромагнітних коливань $l + \Delta l$. Складене випромінювання - це випромінювання $0 < l$.

Теплообмін випромінюванням має не лише кількісну, але й спектральну (якісну) характеристику. Якщо на шляху ТВ зустрічається тіло, то ТВ частково поглинається, частково віддзеркалюється та частково проходить крізь тіло.

$$Q = Q_a + Q_p + Q_n \quad (2.12)$$

де Q_a - енергія, що поглинулася тілом;
 Q_p - віддзеркалена від тіла енергія;
 Q_n - енергія, що пройшла крізь тіло.

Це рівняння перетворюється на:

$$\frac{Q_a}{Q} + \frac{Q_p}{Q} + \frac{Q_n}{Q} = 1 \Rightarrow a + p + n = 1 \quad (2.13)$$

де a - коефіцієнт поглинання;
 p - коефіцієнт віддзеркалення;
 n - коефіцієнт пропускання.

Якщо $a = 1$, то $p = n = 0$ то уся енергія поглинається тілом - чорне тіло.

Якщо $p = 1$, то $a = n = 0$ то уся енергія віддзеркалюється тілом - біле (дзеркальне) тіло.

Якщо $n = 1$, то $a = p = 0$ то уся енергія проходить крізь тіло - прозоре (діатермічне) тіло.

Тепловий потік характеризується:

$$\Phi = \frac{Q}{t} \quad (2.14)$$

$$M = \frac{d\Phi}{dA} \quad (2.15)$$

де M - випроміненість, випромінювальна здатність, кількість теплового потоку крізь одиницю площини.

M_l - спектральна випромінювальна здатність.

$$M_l = \frac{dM}{dl} \quad - \text{для складного випромінення.} \quad (2.16)$$

Закон Планка (1900р) для чорних тіл:

$$M_{0l} = \frac{C_1 l^{-5} n^{-2}}{\exp\left(\frac{C_2}{nlT}\right) - 1} \quad (2.17)$$

де $\tilde{\lambda}$ - для чорного тіла;
 n - показник переломлення середовища навколо чорного тіла;

C_1, C_2 - фізичні константи (емперичні, значення у таблицях).

$$[C_1] = \left[\frac{Bm}{M^2} \right] \quad [C_2] = \left[\frac{M}{^\circ K} \right]$$

l - довжина хвилі світла;

T - температура тіла.

Закон Планка можна представити у графічній формі в такому вигляді

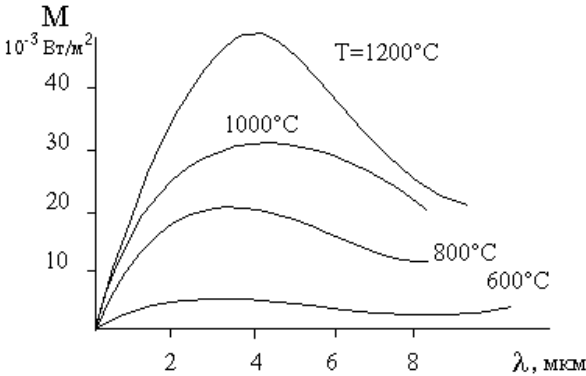


Рисунок 2.4 - Графічне зображення закону Планка

Як можна бачити, чорне тіло випромінює при будь-якій температурі та має суцільний спектр випромінювання.

$$M_l = \frac{dM}{dl} \quad (2.18)$$

$$dM_0 = \frac{C_1 l^{-5} n^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{nlT}\right) - 1} dl \quad (2.19)$$

Проінтегруємо цей вираз в значенні l від 0 до ∞ :

$$M_0 = \int_0^{\infty} M_{0l} dl = n^2 s_0 T^4 \quad (2.20)$$

$$M_0 = n^2 s_0 T^4 \quad \text{- закон Стефана-Больцмана}$$

де σ_0 - постійна Стефана-Больцмана.

$$\sigma_0 = 5,6686 \cdot 10^{-12} \frac{Вт}{см^2 \cdot град^4};$$

$$C_1 = 0,5884 \cdot 10^{-12} \frac{Вт}{см^2};$$

$$C_2 = 1,43884 \text{ см} \cdot \text{град}.$$

2.5 Випромінювання не чорних тіл

Для розрахунку випромінювання не чорних тіл введено ϵ - коефіцієнт чорноти теплового випромінювача:

$$\epsilon = \frac{Q}{Q_0} = \frac{M}{M_0} \leq 1 \quad (2.21)$$

Він дорівнює відношенню кількості теплоти, яке випромінює не чорне тіло, до кількості теплоти, що випромінюється чорним тілом. Випромінювальна здатність не чорного тіла, як і коефіцієнт теплоти реальних тіл залежить від довжини хвилі випромінювання і тоді тіло має селективне випромінювання.

Сірі тіла мають спектр, подібний до спектру чорного тіла і безперервний спектр випромінювання.

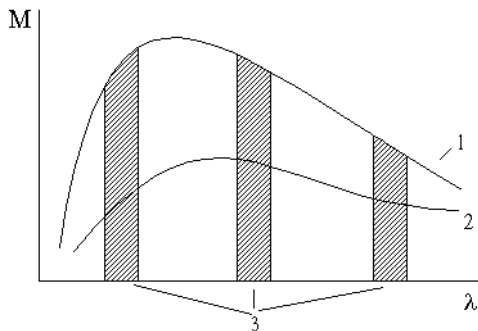


Рисунок 2.5 - Спектри випромінювання чорного тіла (1), сірого тіла (2) та селективне випромінювання (3)

Для сірих тіл закон Стефана-Больцмана записується у вигляді:

$$M_0 = e \cdot n^2 s_0 T^4 \quad (2.22)$$

Для сірих тіл $\varepsilon = a$ - коефіцієнт поглинання.

Висновки:

- Колір поверхні не дає уявлення про значення ε .
- Коефіцієнт чорноти ε не більший за 1. У тіла з окисленою поверхнею ε більш ніж у тіла з неокисленою поверхнею.
- Для більшості матеріалів, коефіцієнт чорноти ε збільшується зі збільшенням температури.

Формула для розрахунку потоку випромінювання від тіла з температурою T_i та площею поверхні A_i до тіла з температурою T_j виглядає, як:

$$\Phi_{ij} = a_{nij} \Delta t_{ij} A_i \quad (2.23)$$

де a_{nij} - коефіцієнт передачі випромінюванням - кількість теплового потоку, що проходить крізь поверхню A_i при зміні температури на 1°C .

Таким чином, основні закони теплообміну:

Теплопровідність: $l = -\frac{q \Delta n}{\Delta t}$ - закон Фур'є;

Конвекція: $a_\kappa = \frac{\Phi}{\Delta t \cdot A}$ - закон Ньютона-Ріхмана;

Теплове випромінювання: $a_{nij} = \frac{\Phi_{ij}}{\Delta t_{ij} \cdot A_i}$ - закон Стефана-Больцмана.

3 ЕЛЕМЕНТИ ТЕОРІЇ ТЕПЛОВИХ КІЛ

3.1 Термічний опір і термічний коефіцієнт

Уявимо залежність між різницею температур для ізотерм 1 і 2 та тепловим потоком $\Phi = qA$ у вигляді:

$$t_1 - t_2 = \Phi F \quad (3.1)$$

і знайдемо вираз для коефіцієнту F .

$$\partial t = \frac{\Phi}{Al} \partial n$$

Скористуємся виразом і знайдемо різницю температур між ізотермами t_1 і t_2 розташованими на відстані l_1 і l_2 від початку відліку (до того ж припустимо, що напрямок нормалі співпадає з віссю координат, тоді замість ∂n можна записати елемент довжини шляху теплового потоку ∂l):

$$t_1 - t_2 = -(t_2 - t_1) = \int_{l_1}^{l_2} \frac{\Phi(l)}{Al} \partial l \quad (3.2)$$

Порівнюючи останній вираз з (8.1), знаходимо загальний вираз для F :

$$F = \frac{1}{\Phi_1} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\Phi(l)}{l(l)A(l)} \partial l, \quad (3.3)$$

де $A(l)$ - аналітичний вираз площі ізотермічної поверхні на відстані l від початку відліку;

$\Phi(l)$ - тепловий потік через ізотермічну поверхню площею $A(l)$;

Φ_1 - тепловий потік крізь ізотермічну поверхню площею $A(l_1)$;

l_1 і l_2 - відстані від початку відліку до ізотермічних поверхонь A_1 та A_2 .

Параметр F і подалі будемо звати термічним коефіцієнтом. Якщо на шляху теплового потоку між ізотермами S_1 і S_2 відсутні джерела та стоки енергії як у тілі, так і на його границях, то потік Φ на цій ділянці не змінює свого значення, тобто $\Phi = \Phi_1$. За умови, що $l = \text{const}$ вираз (8.3) набуває більш простого вигляду:

$$F = R = \frac{1}{l} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial l}{A(l)} \quad (3.4)$$

Термічний коефіцієнт F у цьому випадку зовуть термічним опором $R\left(\frac{K}{Bm}\right)$, яке на основі (3.1) дорівнює відношенню різниці температур між двома ізотермічними поверхнями тіла до теплового потоку крізь них.

3.2 Теплові кола

Для рішення задач теплообміну в системі тіл останню можна розглядати як теплове коло і, користуючись аналогією між процесом переносу теплоти та електрики, використати теорію електричних кіл. Теорія кіл виходить з приблизної заміни реального об'єкту, в якому відбуваються процеси теплообміну, ідеалізованою заступною схемою - тепловим колом. Теорія кіл дозволяє визначити різницю температур між кінцями розглядаємої ділянки кола, а також теплові потоки, не користуючись обчисленнями в проміжних точках. Цім відрізняються кінцеві результати, отримані за допомогою теплових кіл, від результатів, надаваних теорією поля, де вивчається змінення температур і потоків від точки до точки.

Теплові кола поділяються на кола з зосередженими та розподіленими параметрами. Колам з зосередженими параметрами відповідають об'єкти, окремі області яких мають рівномірні

температурні поля. В таких колах термічні опори, ємності й джерела теплоти умовно зосереджуються в окремих точках тіл. Кола, в яких процеси виділення, поглинання і передачі теплоти не можуть бути розділені, є колами з розподіленими параметрами. До них відносяться тіла з одно-, двох- і тривимірним температурними полями. Елементи теплового кола поділяються на активні та пасивні.

Активні елементи відображають процеси виділення або поглинання теплоти, інші елементи (термічні опори, ємності) відносять до пасивних. Активними елементами є джерела теплового потоку (ДТП) і температурного напору (ДТН).

ДТП звуться різні за природою джерела (стоки) теплової енергії (теплота Пельтьє, Джоуля, теплоти фазових переходів, енд- і екзотермічні хімічні реакції і т.д.), в результаті дії яких виробляється (поглинається) визначені потоки теплової енергії. До ДТП належить також заданий тепловий потік, протікаючий між двома ізотермічними областями. Якщо тепла потужність ДТП не залежить від температури, то маємо справу з ідеальним ДТП, внутрішній термічний опір якого вважається нескінченно великим.

В системах тіл часто бувають відомі середні температури деяких областей (зовнішнє середовище, об'єми кристалізації, області з заданими за рахунок джерел температурами і т.д.). Області з заданими температурами звуться джерелами теплових напорів; величини їх

визначають за відношенням до температури t_0 , обраної за початок відліку. В цьому випадку температурний напор:

$$\Delta t_{i0} = t_i - t_0, \quad (3.5)$$

де t_i - задана температура i -ї області.

До ДТН належить будь-яка різниця температур $\Delta t_{ij} = t_i - t_j$ двох ізотермічних поверхонь або областей моделі. Якщо температурний напор ДТН не залежить від теплового потоку, то такий ДТН звать ідеальним, його внутрішній термічний опір рівний нулю.

Розглянемо пасивні елементи кіл. Для лінійних теплових

провідностей $s_{ij} = \frac{1}{R_{ij}}$ доречна наступна залежність між тепловим Φ_o потоком і різницею температур Δt_{ij} на її полюсах i, j :

$$\Phi_o = s_{ij} \Delta t_{ij} = \frac{\Delta t_{ij}}{R_{ij}}. \quad (3.6)$$

Теплова ємність C_i враховує змінення ентальпії Φ_{ci} області i при стаціонарних процесах:

$$\Phi_{ci} = C_i \frac{dt_i}{dt}. \quad (3.7)$$

Теплова схема являє собою графічне зображення теплового кола і показує, як здійснюється з'єднання її активних і пасивних елементів. Ізотермічна поверхня, температура якої обрана за початок відліку, є "загальною" точкою схеми і зображується символом "земля". ДТП вмикається в схему між загальною точкою і точкою області де відбувається виділення (поглинання) теплоти. Якщо ДТП відображає потік між двома ізотермами, то на схемі він вмикається між відповідними ізотермами точок. ДТН вмикається між точками схеми тих областей, різниця температур яких визначена. Для ділянки теплового кола закони Фур'є, Ньютона - Ріхмана, Стефана - Больцмана можна записати у формі, аналогічної закону Ому $j_1 - j_2 = jR$ для електричного кола. Для теплового кола, так же як і для електричного, чинні закони Кірхгофа.

Алгебраїчна сума теплових потоків Φ_i у вузлі теплового кола дорівнює нулю (перший закон Кірхгофа):

$$\sum \Phi_i = 0; \quad (3.8)$$

При цьому знаки беруться з урахуванням обраних напрямків: потокам, спрямованим до вузла, приписується в рівнянні (3.8) однаковий, наприклад додатній знак. Перший закон Кірхгофа доцільний не лише для вузлів, але і для будь-якого контуру або замкнутої поверхні, що охоплює частину теплового кола.

Алгебраїчна сума різниць температур на гілках в будь-якому замкненому контурі теплового кола дорівнює нулю (другий закон Кірхгофа):

$$\sum \Delta T_i + \sum_j \Delta t_j = 0 \quad (3.9)$$

де ΔT_i - продуктивність ДТН в i -й гілці теплової схеми;

Δt_j - різниця температур вузлів схеми, яка з'єднує елемент j -й гілки.

При розрахунку теплових кіл, так же як і електричних, часто перетворюють ці кола в більш прості та зручні для роботи. Так, послідовне та паралельне з'єднання опорів зручно замінювати загальним опором R й провідністю S :

$$R = \sum_k R_k, \quad S = \sum_k S_k \quad (3.10)$$

Якщо частина кола з'єднана за схемою трикутника, то її зручно перетворити на зірку, при цьому температури й теплові потоки в іншій частині кола лишаються незмінними.

Іноді буває зручним замінити ДТН еквівалентними ДТП і навпаки.

3.3 Термічний опір стінок

3.3.1 Однорідні стінки

На рис. 3.1 зображені однорідні стінки різної конфігурації, поверхні яких $x = l_1$ і $x = l_2$ є ізотермічними з температурами t_1 і t_2 , а торці плоскої та циліндричної стінок є адіабатними; внутрішні джерела енергії в стінці відсутні, теплопровідність матеріалу - l . Знайдемо вираз для стаціонарного теплового потоку Φ , що проходить крізь ці стінки.

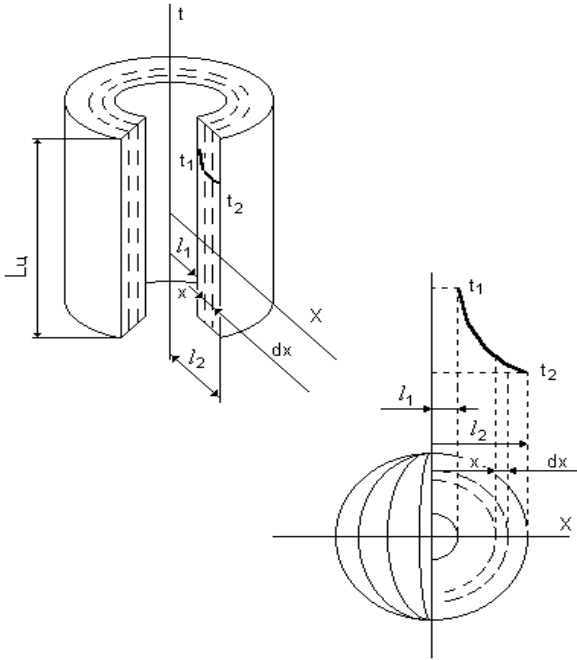


Рисунок 3.1- До розрахунку теплового опору

Використаємо залежності (3.1), пов'язуючі різницю температур $(t_1 - t_2)$ з тепловим потоком Φ , а значення термічного коефіцієнту F знайдемо для кожного конкретного випадку за допомогою виразу (3.4).

Елемент довжини dl шляху теплового потоку для плоскої, циліндричної й кулькової стінок дорівнює $dl = dx$, а аналітичні вирази для $A(x)$ ізотермічних поверхонь мають такий вигляд:

$$A_n = L_1 L_2, \quad A_u = 2p \cdot x L_u, \quad A_w = 4p \cdot x^2, \quad (3.11)$$

де L_1, L_2 - довжина та ширина плоскої стінки;

L_u - довжина циліндричної стінки.

Оскільки за умовами задачі між ізотермічними поверхнями відсутні джерела і стоки енергії, коефіцієнт F має смисл термічного

опору, яке для плоскої, циліндричної та кулькової стінок позначимо R_n, R_y, R_w . Враховуючи незмінність потоку теплоти $\Phi(x) = \text{const}$ і підставляючи значення dl і $A(x)$ у вираз (8.4), отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} R_n &= \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{l \cdot L_1 L_2} = \frac{l_2 - l_1}{l \cdot L_1 L_2}; \\ R_y &= \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{l \cdot 2px L_y} = \frac{1}{2p l L_y} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{x^2} = \frac{1}{2p l L_y} \ln \frac{l_2}{l_1}; \\ R_w &= \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{l \cdot 4px^2} = \frac{1}{4p l} \int \frac{dx}{x^2} = \frac{1}{4p l} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right) \end{aligned} \right\}; \quad (3.12)$$

Для оболонок товщиною $d = L_i - l_i$, утворених двома паралелепіпедами з розмірами граней L_i, l_i ($i = x, y, z$) і загальним центром (рис. 9.2), теплова провідність $S = \frac{1}{R}$ дорівнює:

$$\frac{sd}{2l} = \frac{L_z l_y - L_y l_z}{\ln \left[\frac{L_z l_y}{L_y l_z} \right]} + \frac{L_x l_z - L_z l_x}{\ln \left[\frac{L_x l_z}{L_z l_x} \right]} + \frac{L_y l_x - L_x l_y}{\ln \left[\frac{L_y l_x}{L_x l_y} \right]}. \quad (3.13)$$

Якщо обидва паралелепіпеди мають форму кубу, то вираз (3.13) набуває вигляду $S \equiv S_\kappa = \frac{s L l l}{d}$; теплова провідність кулькової оболонки, як це витікає з (9.2):

$$s_w = \frac{6,28 \cdot L l l}{d}, \quad (9.4)$$

де $L = l_2, l = l_1, l_2 - l_1 = 2d$.

Значення S_κ та S_w відрізняються менш ніж на 5%.

3.3.2 Складні стінки

Розглянемо тепер послідовно складену плоску стінку, що складається з n різnorodних, орієнтованих перпендикулярно тепловому потоку шарів, товщини й теплопровідності яких d_i і l_i ; температури зовнішніх поверхонь стінок дорівнюють t_1 і t_{n+1} .

Ізотермічними поверхнями в цьому випадку є площини, паралельні поверхні стінок. Між ізотермічними поверхнями відсутні стоки та джерела енергії, і тепловий потік, не змінюючись, проходить крізь усі стінки. З цього випливає, що кожній стінці можна приписати термічний опір R_i ; всі термічні опори, як це видно з рис 9.3,б, з'єднані послідовно, тобто сумарний термічний опір:

$$R = \sum_{i=1}^n R_i = \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{A_i l_i} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{l_i} \quad (3.14)$$

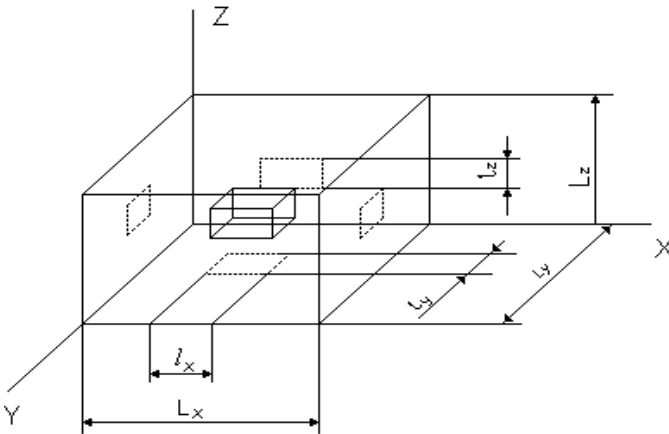


Рисунок 3.2 - Оболонки у вигляді паралелограмів

На основі (3.1) між температурами t_1 і t_{n+1} тепловим потоком Φ існує залежність:

$$t_1 - t_{n+1} = \Phi R = \frac{\Phi}{A} \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{l_i} \quad (3.15)$$

Наведемо аналогічні міркування для термічних опорів послідовно складених циліндричної і сферичної неоднорідної стінок, що складаються з n різних шарів, розташованих перпендикулярно до теплового потоку:

$$R_{cy} = \frac{1}{L_{cy}} \sum_i \frac{1}{2p l_i} \ln \left(\frac{l_{i+1}}{l_i} \right); \quad (3.16)$$

$$R_{su} = \frac{1}{4p} \sum_{i=1}^n \frac{1}{l_i} \left(\frac{1}{l_i} - \frac{1}{l_{i+1}} \right), \quad (3.17)$$

де l_i - радіус i -го циліндричного або сферичного шару;

L_{cy} - довжина циліндру.

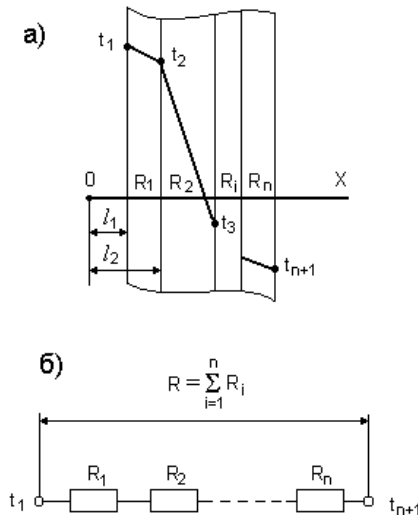


Рисунок 3.3 – Послідовне з'єднання плоских стінок (а) і їх теплова схема (б)

Знайдемо вираз для термічного опору неоднорідного тіла, утвореного системою плоских стінок, розташованих паралельно до теплового потоку (рис. 3.4, а).

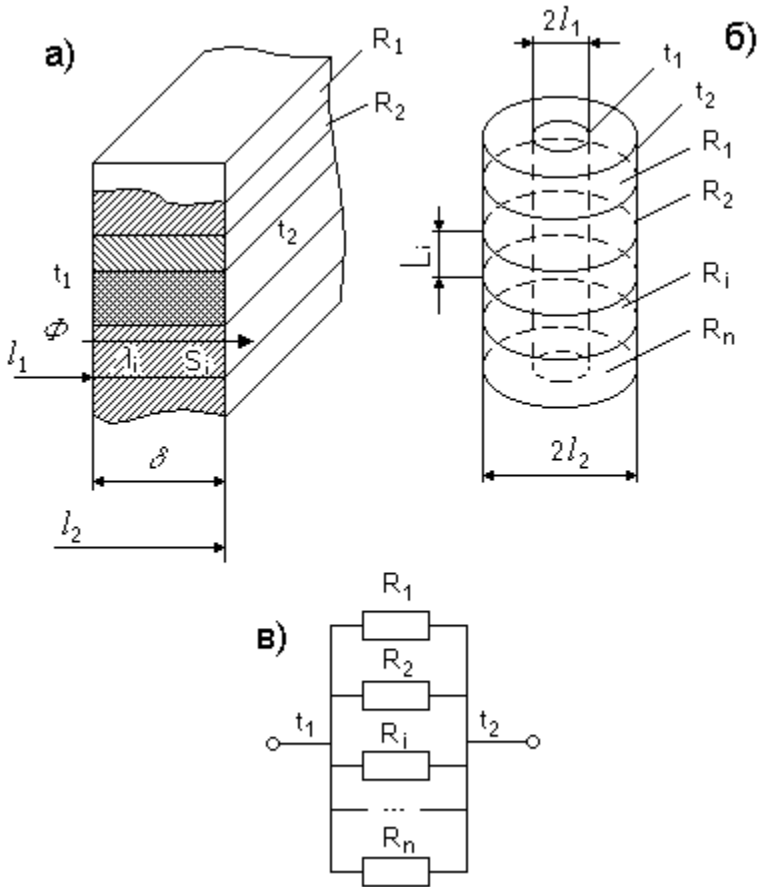


Рисунок 3.4 - Паралельне з'єднання плоских і циліндричних стінок та їх теплова схема

Обмежуючі поверхні з температурами t_1 і t_2 є паралельними площинами, орієнтованими перпендикулярно до теплового потоку. Визначаємо наступні припущення: різномірні стінки відокремлені

одна від одної нескінченно тонкими, не проводячими теплоту (адіабатними) прошарками. Тоді температурне поле в кожній стінці стає рівномірним і її термічний опір може бути обчислен за формулою (3.12). Термічні опори окремих стінок з'єднані паралельно (рис. 3.4,в), тому їх загальний опір потоку дорівнює:

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} = \sum_{i=1}^n \frac{A_i l_i}{d}; R = \frac{d}{\sum_{i=1}^n A_i l_i}$$

Визначене припущення про наявність адіабатних прошарків дало змогу суттєво спростити вивід виразу для термічного опору паралельноскладеної плоскої стінки. Неважко на основі (3.12) і (3.16) отримати вираз і для термічного опору паралельноскладеної циліндричної стінки (рис. 3.4,б):

$$R = \ln \frac{l_2 / l_1}{2p \sum L_i l_i}$$

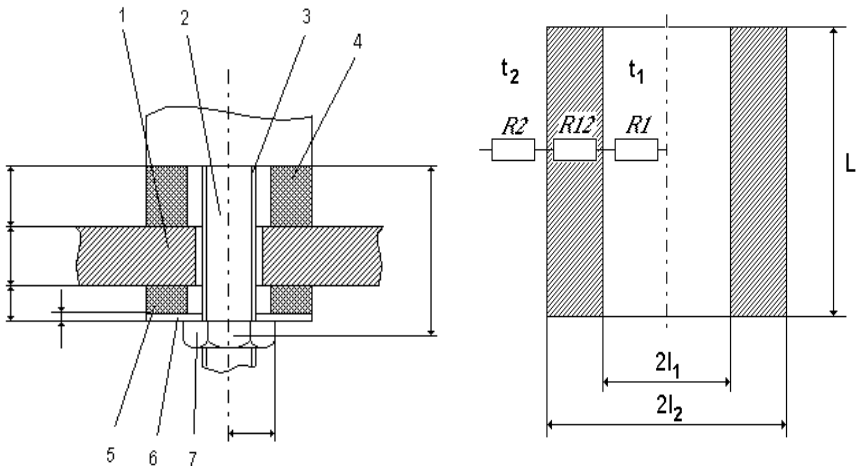


Рисунок 3.5 - До розрахунку теплового опору болтового з'єднання та об'єкту у формі труби

3.4 Складний теплообмін

Зв'язок теплового потоку Φ_{12} між ізотермічними поверхнями 1 і 2 з різницею температур $(t_1 - t_2)$ можна уявити для різних механізмів переносу теплоти в єдиній формі:

$$\Phi_{12m} = \frac{t_1 - t_2}{R_{12m}} = s_{12m} (t_1 - t_2), \quad (3.18)$$

де m - індекс, що характеризує механізм переносу (теплопровідність "т", конвекція "к", теплобмін випроміненням "л");

R_{12m} - тепловий опір потоку між ізотермічними поверхнями 1 і 2 для механізму переносу m .

Якщо сопоставити формулу (3.18) з формулами для різних механізмів переносу, то отримуємо наступні вирази для термічного опору. Для процесу теплопровідності цей опір $R_{12t} = R$ визначається за формулою (3.4), а для часних випадків плоскої, циліндричної або сферичної стінок - за формулами (3.12). На границі тверде тіло - рідина термічний опір конвективного переносу:

$$R_{12\kappa} = \frac{1}{a_{\kappa} A}, \quad (3.19)$$

де a_{κ} - конвективний коефіцієнт тепловіддачі.

При теплообміні випроміненням термічний опір:

$$R_{12l} = \frac{1}{a_l A}, \quad (3.20)$$

де a_l - коефіцієнт тепловіддачі випроміненням.

Якщо усі три механізми переносу теплоти присутні одночасно й не спричиняють помітного впливу один на одного, так що їх можна розглядати окремо, то тепловий потік Φ_{12} між ізотермічними поверхнями 1 і 2:

$$\Phi_{12} = \Phi_{12m} + \Phi_{12\kappa} + \Phi_{12л},$$

$$\Phi_{12} = \frac{s_{12m} + s_{12\kappa} + s_{12л}}{t_1 - t_2}. \quad (3.21)$$

Загальний термічний опір R_{ij} або загальна теплова провідність s_{ij} дорівнюють:

$$\frac{1}{R_{ij}} = \frac{1}{R_{mmj}} + \frac{1}{R_{kki}} + \frac{1}{R_{lli}}, \quad s = s_{mij} + s_{kij} + s_{lij}. \quad (3.22)$$

По завершенні звернемо увагу на наступну особливість термічних опорів: різниця температур між двома ізотермічними поверхнями може бути представлена двома способами:

$$t_i - t_j = F_{ij} \Phi_i, \quad t_i - t_j = F_{ij} \Phi_j. \quad (3.23)$$

В першому випадку розглядається потік Φ_i , що проходить крізь площу поверхні A_i . Якщо обидва потоки однакові, тобто $\Phi_i = \Phi_j$, то термічні коефіцієнти стають термічними опорами, для яких чинні рівняння $R_{ij} = R_{ji}$; $s_{ij} = s_{ji}$.

Помітимо, що всі наведені тут залежності отримані в припущенні відсутності стоков або джерел енергії між ізотермічними поверхнями 1 і 2.

3.5 Критична товщина ізоляції

Розглянемо перенос теплоти в трубі, де протікаюча зсередини рідина з температурою t_{c1} нагріває рідину з температурою t_{c2} , що омиває зовнішню поверхню труби.

Тепловий потік від середовища з температурою t_{c1} проходить крізь стінку до рідини з температурою t_{c2} , долаючи наступні

послідовно поєднані термічні опори: середовище - стінка (R_{c1}), стінка (R_{12}), стінка - середовище (R_{c2}); загальний опір потоку:

$$R = R_{c1} + R_{12} + R_{c2}, \quad (3.24)$$

де R_{12} - термічний опір простої або багатоскладної стінки, визначаємо за формулами (9.7), (9.8), а

$$R_{c1} = \frac{1}{A_1 a_1}, \quad R_{c2} = \frac{1}{A_2 a_2}, \quad (3.25)$$

де a_1 і a_2 - коефіцієнти тепловіддачі між середовищем та поверхнею стінок;

$A_1 = 2\pi L l_1$ і $A_2 = 2\pi L l_2$ - площі поверхонь 1 і 2.

З формул (3.24), (3.25) витікає, що:

$$R = \frac{1}{2\pi L} \left(\frac{1}{a_1 l_1} + \frac{1}{l} \ln \frac{l_2}{l_1} + \frac{1}{a_2 l_2} \right). \quad (3.26)$$

Аналіз формули (3.26) призводить до висновку, що тепловий потік крізь шари ізоляції циліндричного тіла зменшується не пропорційно збільшенню товщі ізоляції. При зростанні l_2 і

незмінному l_1 термічний опір $\ln \frac{l_2}{l_1}$ збільшується, а термічний

опір $\frac{1}{2\pi L l_2 a_2}$ зменшується. Такого роду подвійний ефект означає, що для циліндричної стінки існує визначений критичний радіус $l_{кр}$, за якого втрата теплоти є максимальна. Диференція значення R з (11.3) по l_2 і прирівнюючи похідну до нуля, знайдемо вираз для $l_{кр}$ - критичного радіуса ізоляції:

$$l_{кр} = \frac{l}{a_2}; \quad (3.27)$$

при цьому значенні буде найменший опір R теплового потоку.

4 ОСНОВИ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ. ВІЛЬНА КОНВЕКЦІЯ В НЕОБМЕЖЕНОМУ ПРОСТОРИ

4.1 Числа подібності

Основні труднощі подальшого аналізу конвективного теплообміну пов'язані з встановленням виду залежності коефіцієнту тепловіддачі від обумовлюючих його параметрів. У більшості випадків вид цих залежностей встановлюється при узагальненні експериментальних даних.

Розглянемо основні положення, на яких ґрунтуються методи узагальнення даних експерименту по вивченню конвективного теплообміну. Припустимо, що експериментально в умовах вільної конвекції вдалося виміряти коефіцієнт тепловіддачі дроту різного діаметру d в різних середовищах при різних значеннях температурних напорів $(t - t_c)$. Властивості середовища, як показує більш детальний аналіз, для явища вільної конвекції зображуються наступними параметрами: коефіцієнтом термічного розширення середовища β , теплопровідністю λ , теплоємністю c_p , щільністю ρ ,

динамічною в'язкістю η або $\nu = \frac{\eta}{\rho}$. Окрім цих параметрів необхідно враховувати прискорення сили тяжіння g . Тобто,

$$a = f(t, t_c, \beta, \lambda, c_p, m, r, g, d) \quad (4.1)$$

Отримання такого роду експериментальних залежностей є практично нереальною задачею через велику кількість параметрів, від яких залежить вивчаєми процес. Однак поодинокі експерименти можна узагальнити на велику кількість випадків на основі теорії подібності, основні положення якої визначені нижче. В цій теорії показано, що протікання складних фізичних процесів характеризується не окремими фізичними та геометричними величинами, а числами подібності - безрозмірними ступінними комплексами, складених з величин, суттєвих для даного процесу. Наприклад, на теплообмін при вільній конвекції суттєво впливає

близько десяти фізичних величин. Якщо на основі теорії подібності поєднати фізичні та геометричні параметри у безрозмірні комплекси, той же процес можна описати не десятками, а наступними трьома комплексами: числом Нуссельта Nu , числом Грасгофа Gr , числом Прандтля Pr :

$$Nu = \frac{aL}{l}, Gr = bg \frac{L^3}{n^2} (t - t_c), Pr = \frac{n}{a}, a = \frac{l}{c_p r}. \quad (4.2)$$

В формулах (4.2) через L позначений геометричний розмір, характерний для тіла даної конфігурації (діаметр для труб або куль, висота плити і т.д.). Залежність (4.1) можна уявити у вигляді безрозмірного рівняння, пов'язуючого три числа подібності,

$$Nu = F(Gr, Pr), \quad (4.3)$$

яке звуть рівнянням подібності або критеріальним рівнянням.

Обробляти результати експериментальних досліджень в формі (4.3) набагато простіше, ніж у вигляді (4.1), тому що кількість параметрів, між якими необхідно знайти зв'язок, значно скоротилася. Але переваги рівняння (4.3) на цьому не обмежуються. Ці формули носять більш загальний характер, що можна бачити з наступного прикладу. Нехай в результаті дослідження коефіцієнту тепловіддачі дроту при різних значеннях діаметрів, температурних напорів ($t - t_c$) і в різних середовищах (l, b, n, a) отримані значення коефіцієнтів тепловіддачі. На основі цих емпіричних даних обчислюються Gr, Pr, Nu й встановлюється емпірична функційна залежність типу (4.3). Забігаючи вперед, помітимо, що для явищ вільної конвекції часто вдається отримати цю залежність в більш простому вигляді, а саме:

$$Nu = F_1(Gr \bullet Pr), \quad (4.4)$$

тобто замість аргументів Gr , Pr можна в данному випадку обійтись одним аргументом ($Gr \bullet Pr$).

Припустимо, що додаток чисел подоби $Gr \bullet Pr$ змінився в розглядаємих дослідженнях в діапазоні $1 \leq Gr \bullet Pr \leq 10^3$. Покажемо, що формулу (4.4) можна використовувати для нескінченно

великого числа інших випадків теплообміну дроту, тому що комплекс $Gr \cdot Pr$ в межах від 1 до 103 можна отримати при самих різних значеннях параметрів що, входять в числа Gr і Pr . Співставимо значення цих чисел для необмеженого циліндру $d = 5\text{мм} = 5 \cdot 10^{-3}\text{м}$ в повітрі й у водні, якщо температура середовища $t_c = 50^\circ\text{C}$, а циліндру $t = 150^\circ\text{C}$. Значення параметрів b, n знаходимо для середньої температури

$$t_m = \frac{t + t_c}{2}.$$

$$n = 2,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \quad \text{і} \quad \text{Тоді для повітря}$$

$$Gr = \frac{9,81 \cdot (5 \cdot 10^{-3})^3 \cdot 100}{373 \cdot (2,3)^2 \cdot 100^{-10}} = 590; Pr = 0,688; Gr \cdot Pr = 400$$

$$n = 15,7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \quad \text{і} \quad \text{Для водню}$$

$$Gr = \frac{9,81 \cdot (5 \cdot 10^{-3})^3 \cdot 100}{373 \cdot (15,7)^2 \cdot 10^{-10}} = 12,7; Pr = 0,677; Gr \cdot Pr = 8,6$$

Якщо дослідження проводилися лише в повітрі з циліндрами різних діаметрів і при цьому $Gr \cdot Pr$ змінювалося в межах від 1 до 103, то отримані результати можна використовувати для розрахунку комплексу для циліндру $d = 5\text{мм}$ у водневому середовищі, так як значення $Gr \cdot Pr$ не виходить за межі, отримані в результаті досліджень з повітрям. Змінюючи температури t і t_c або діаметр циліндру, можна підібрати значення $Gr \cdot Pr = 400$. Нехай температури t і t_c залишаться попередні, а діаметр циліндру візьмемо $d = 18\text{мм}$, тоді комплекс $Gr \cdot Pr = 400$. З цього випливає, що для циліндру $d = 5\text{мм}$ в повітрі і $d = 18\text{мм}$ у водні при $t = 150^\circ\text{C}$ числові значення аргументів в (13.4) будуть однакові, що призведе до однакових значень числа Nu . Якщо буде відомий вид функціональної

залежності (13.4), то можна розрахувати число Нусельта Nu , а потім з цієї ж формули визначити значення коефіцієнту тепловіддачі для розглядаємих циліндрів у повітряному та водневому середовищах.

Слід пом'ятати, що в нашому прикладі критеріальна залежність (13.4) доречна для значень аргументів $1 \leq Gr \cdot Pr \leq 10^3$ і її не можна використовувати в розрахунках α , наприклад при $Gr \cdot Pr = 10^{-2}$ або $Gr \cdot Pr = 10^5$. Цім і визначаються межі використання емпіричної формули.

Теорія подібності дає змогу відповісти на наступні важливі питання, що виникають при плануванні експерименту, обробці дослідних даних та використання емпіричних результатів: які величини треба вимірювати в досліді; як обробляти результати досліджень; в яких межах користуватися отриманою емпіричною залежністю. Тому теорію подібності іноді звать теорією експерименту. Відповіді на поставлені питання криються в трьох теоремах подібності й витікаючих з них наслідків, а саме:

- в досліді треба вимірювати ті параметри, які входять в числа подібності вивчаємого явища;
- результати дослідження слід обробляти так, щоб отримати рівняння подібності - функційну залежність між числами подібності;
- рівняння подібності доречні для всіх подібних явищ.

Явища зваться подібними у тому випадку, якщо вони протікають в геометрично подібних системах; фізичні процеси співставляємих явищ якісно однакові; визначаючі числа подібності численно дорівнюють між собою.

4.2 Обробка результатів досліджень

Для вивчення способів побудови критеріальних залежностей по конвективному теплообміну розглянемо деякі параметри, що входять до числа подібності, а саме визначальну температуру й визначальний розмір.

Числа подібності включають параметри, суттєво залежні від температури: n, l, r і т.д. За вільної конвекції відбувається зміння температури рідини від температури стінки t до температури середовища t_c в області, віддаленої від стінки. В деяких випадках температура рідини змінюється не лише за площиною поперечного перерізу, але й за довжиною потоку. Тому в технічних розрахунках прийнято обирати значення параметрів при деякому усередненому значенні температури, названому визначальною температурою. В процесах з вільною конвекцією в якості визначальної температури t_m часто використовується середньоарифметичне значення:

$$t_m = \frac{t + t_c}{2} \quad (4.5)$$

За примусової конвекції проводиться розрахунок визначальної температури як по перерізу (усереднення за площею поперечного перерізу, усереднення за об'ємними витратами), так і по довжині. Якщо деяку усереднену за поперечним перерізом температуру на вході потоку позначити t_c' , а на виході t_c'' , то визначальною температурою є середньоарифметичне значення температури по довжині:

$$t_c = \frac{t_c' + t_c''}{2} \quad (4.6)$$

Як вказувалося раніше, коефіцієнт конвективної тепловіддачі повинен залежати і від геометричних параметрів тіла, при чому при аналізі різних випадків теплообміну число геометричних параметрів, суттєво впливаючих на процес, може змінюватися. Однак навіть у найпростіших випадках, коли це число невелике (один, два), виникають труднощі з вибором саме тих параметрів, які здійснюють найбільший вплив на процес. Наприклад, для круглої труби, по якій протікає рідина, буде природним обрати в якості визначаючого розміру діаметр d труби. Для каналів складного перерізу (прямокутного, неправильного перерізу і т.д.) визначаючим розміром є еквівалентний діаметр:

$$d_{ек} = \frac{4A}{U}, \quad (4.7)$$

де A - площа поперечного перерізу каналу;

U - повний периметр перерізу незалежно від того, яка частина цього периметру приймає участь в теплообміні.

При обтіканні пластини за визначаючий розмір обирається довжина пластини за напрямком руху. Для дослідження теплообміну в більш складних геометричних системах в критеріальне рівняння зазвичай вводять відношення:

$$\frac{L_1}{L_0}, \frac{L_2}{L_0}, \dots, \quad (4.8)$$

де L_0 - визначаючий розмір системи;

$L_1, L_2, \dots$ - довжина тіла, шорсткість і т.д.

Розглянемо тепер практичний спосіб отримання рівнянь подоби. Нехай явище описується трьома числами подібності K_1, K_2 і K_3 , необхідно встановити вид залежності $f(K_1, K_2, K_3) = 0$.

Запишемо останнє рівняння у вигляді $K_1 = j(K_2, K_3)$ і на основі обробки даних дослідів визначимо вигляд функціональної залежності j . Нехай дослідні данні отримані у вигляді залежностей параметра K_1 від K_2 за фіксованих значень K_3 . Ці залежності можна уявити графічно у вигляді набору кривих. Необхідно підібрати апроксимаційну формулу, яка описує даний набір кривих. В основу такої формули можна покласти різні функційні залежності (ступеневу, показникову, логарифмічну і т.д.). Характерною особливістю конвективного теплообміну є монотонне змінення шуканого параметру при змінненні інших параметрів. Монотонне змінення будь-якої величини добре апроксимується ступеневими функціями:

$$K_1 = CK_2^n K_3^m, \quad (4.9)$$

де C, m, n - сталі.

Ступеневі функції є достатньо гнучкими і дозволяють підбором чисел C, m, n описувати практично будь-які монотонні змінення шукаемого параметру. При графічному представленні функції в логарифмічних координатах виходить набір прямих ліній:

$$\lg K_1 = \lg C + n \lg K_2 + m \lg K_3. \quad (4.10)$$

Показник n при критерії K_2 визначається за одною з прямих (наприклад, K_3): від дорівнює тангенсу кута j нахилу прямої лінії до вісі абсцис:

$$n = \operatorname{tg} j = \frac{a}{b}, \quad (4.11)$$

де a, b - катети прямокутного трикутника.
Запишемо формулу (4.10) у вигляді:

$$\lg \left(\frac{K_1}{K_2^n} \right) = \lg C + m \lg K_3 \quad (4.12)$$

і з графіка визначимо показник ступеню $m = \operatorname{tg} y$, а сталу C знайдемо з рівняння (4.9):

$$C = \frac{K_1}{K_2^n \cdot K_3^m}. \quad (4.13)$$

Аналогічним чином можна встановити й більш складні залежності. Якщо дослідні точки на графіках розташовуються в логарифмічних координатах за кривою, то цю криву зазвичай замінюють ломаними прямими. Для окремих ділянок такої кривої значення C, n, m різні.

Формули типу (4.9) є емпіричними, і їх можна використовувати лише в тих межах змінення аргументу, які підтверджені дослідом.

4.3 Вільна конвенція у необмеженому просторі

На основі теорії подібності узагальнено обширний експериментальний матеріал по теплообміну за стану вільної конвекції у необмеженому просторі. Відомий ряд залежностей для

коефіцієнту тепловіддачі тіл з одним визначаючим розміром (вертикальні плити, нескінченно довгі дроти, труби й кулі). Широке розповсюдження отримала формула:

$$Nu_m = c \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n, \quad (4.14)$$

де c і n - емпіричні коефіцієнти, а індекс m вказує, що значення фізичних параметрів l, a, n, b газу або рідини слід обирати для середньої температури t_m , що розраховується за формулою (13.5). Сталі c і n в формулі (4.14) залежать від аргументу $(Gr \cdot Pr)$. Їх значення наведені у табл.. 4.1.

Таблиця 4.1 - Параметри режимів руху

$(Gr \cdot Pr)_m$	c	n	Режими руху
$1 \cdot 10^{-3}$	0,50	0,00	Плівковий
$1,1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^2$	1,18	$\frac{1}{8}$	Перехідний до ламінарного
$5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^7$	0,54	$\frac{1}{4}$	Ламінарний
$2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{13}$	0,135	$\frac{1}{3}$	Турбулентний

Помітимо, що формула (4.14) отримана на основі узагальнення досліджень, що проводилися в різних середовищах (повітря, водень, вуглекислота, гліцерин, вода, різноманітні масла та ін.), з різноманітними об'єктами випробування (горизонтальні та вертикальні дроти, труби, плити, кулі), розміри яких змінювалися в широких межах (від дротів з $d = 1,5 \text{ мм}$ до куль з $d = 16 \text{ м}$).

З формули (4.14) неважко отримати вираз коефіцієнтів тепловіддачі для типових випадків, що зустрічаються в електронних пристроях. При цьому наводяться окремі формули лише для одного середовища - повітря; форма тіл обмежується плоскими, циліндричними й сферичними поверхнями. Кожне тіло характеризується визначаючим розміром L й орієнтацією у просторі, тобто коефіцієнтом N , значення якого надаються у табл.. 4.2.

Таблиця 4.2 - Визначальний розмір для різних поверхонь

Поверхня	Визначаючий розмір	Орієнтація
Кулі, горизонтальні циліндри	Діаметр	1,0
Вертикальні пластини й циліндри	Висота	1,0
Горизонтальні пластини, що розсіюють потоки: Догори Донизу	Максимальний розмір пластини	1,3 0,7

Якщо визначаючий розмір L й різниця температур $t - t_c$ вдовольняють нерівняння:

$$(t - t_c) < \left[\frac{840}{L \cdot 10^{-3}} \right]^3, \quad (4.15)$$

то розрахунок конвективного коефіцієнту тепловіддачі a слід проводити за формулою:

$$a_\kappa = (1,42 + 1,4 \cdot 10^{-3} t_m) N \left[\frac{t - t_c}{L} \right]^{1/4}. \quad (4.16)$$

Якщо нерівняння (14.2) не вдовольняється, то розрахунки слід проводити за формулою:

$$a_\kappa = (1,67 + 3,6 \cdot 10^{-3} t_m) N (t - t_c)^{1/3}. \quad (4.17)$$

5 СИСТЕМИ ОХОЛОДЖЕННЯ ЕА

5.1 Класифікація систем охолодження

Назвемо системою охолодження РЕА сукупність пристроїв і конструктивних елементів, використовуваних для забезпечення нормального теплового й вологісного режимів РЕА. Системи охолодження (СО) можна поділяти на повітряні, рідинні, випарювальні, кондуктивні, радіаційні, спеціальні й комбіновані. Нижче розглянемо більш детально способи охолодження.

В повітряних СО в якості теплоносія використовується повітря; при цьому розрізняють вільне повітряне охолодження й примусову вентиляцію. Вільне здійснюється внаслідок різниці щільності повітря холодного назовні й нагрітого зсередини апарату, при цьому в корпусі апарату присутні спеціальні вентиляційні отвори. Примусова вентиляція може бути приточною й витяжною. Приточна вентиляція здійснюється нагнітанням в корпус РЕА охолодженого й очищеного повітря, витяжна - витягуванням з РЕА нагрітого повітря. В першому випадку вентилятор в більш холодному й, вочевидь, більш щільному повітрі й тому ефективніше другого випадку. В приточно-витяжній вентиляції нагнітання холодного й витяжка нагрітого повітря здійснюється вентиляторами.

Рідинна й випаровувальна системи охолодження. При рідинному охолодженні РЕА внутрішній об'єм корпусу заповнений рідиною, що омиває поверхню плат, шасі, деталей і т.ін. При цьому теплообмін між цими елементами й рідиною може протікати як за звичайних умов (вільна та вимушена конвекція), так й за кипіння рідини. Відвід теплоти від нагрітої рідини може бути здійснений з допомогою зануреного у рідину зміївика з теплоносієм або теплообмінників, встановлених на корпусі апарату.

Кондуктивне охолодження. В кондуктивних системах охолодження явище теплопровідності використовується як основний механізм переносу теплової енергії від джерел до теплоприймачів, розташованих на периферії приладу.

Кондуктивне охолодження найбільш часто використовується в блоках з великою щільністю монтажу.

Радіаційні й спеціальні системи охолодження. В радіаційних системах відвід теплоти здійснюється завдяки випромінненню. Зазвичай такі системи використовують в космічних апаратах або вакуумованих приладах.

До спеціальних систем охолодження відносять термоелектричні пристрої, вихрові й теплові труби, розширювачі - газові машини.

При короткочасному режимі роботи РЕА використовують різного роду теплові акумулятори - маса металевих конструкцій (плати, радіатори, корпус і т.ін.), частини конструкції, призначені для іншої мети (корпус космічного корабля, паливо в баках літака). Іноді використовують попереднє охолодження таких акумуляторів за допомогою наземних охолоджувальних пристроїв. В деяких випадках для акумуляування теплової енергії використовуються спеціальні речовини, що поглинають теплову енергію в процесі фазових перетворень або хімічних реакцій.

В комбінованих системах охолодження використовують різні сполучення СО.

5.2 Вибір системи охолодження

Спосіб охолодження визначає конструкцію РЕА, тому навіть на ранній стадії проектування, тобто стадії технічної пропозиції або ескізного проекту, необхідно обрати систему охолодження РЕА. Невдале рішення цієї задачі може проявитися лише на більш пізніх етапах конструювання (детальна розробка конструкції, випробування дослідного зразку і т.ін.), що може звести нанівець роботу великого колективу, а терміни створення РЕА значно збільшаться.

На перших етапах проектування в розпорядженні конструктора є технічне завдання (ТЗ), в якому зазвичай міститься наступна вельми обмежена інформація:

- сумарна потужність Φ тепловиділення в блоці;
- діапазон можливого зміння температури навколишнього середовища $t_{c \max}, t_{c \min}$;
- межі зміння тиску навколишнього середовища $P_{\max}, P_{\min}$;

- час безперервної роботи приладу t_n ;
- допустимі температури елементів t_i ;
- коефіцієнт заповнення апарату:

$$K_3 = \sum_{i=1}^n \frac{V_i}{V}, \quad (5.1)$$

де V_i - об'єм i -го елемента РЕА;
 n - кількість елементів;
 V - об'єм, займаємий РЕА.

Необхідно також задати горизонтальні (L_1, L_2) й вертикальні (L_3) розміри корпусу РЕА. Цих вихідних даних невістачає для детального аналізу теплового режиму РЕА, але їх можна використати для попередньої оцінки й вибору системи охолодження. Останній носить імовірносний характер, тобто дає змогу оцінити імовірність забезпечення заданого за ТЗ теплового режиму РЕА при обраному способі охолодження. За результатами обробки статистичних даних для реальних конструкцій, детальних теплових розрахунків й даних щодо випробування макетів були побудовані графіки, характеризуючі області доцільного використання різних способів охолодження. Ці графіки побудовані для безперервної роботи РЕА й зв'язують два основних показника: $J_c = f(\lg q)$. Перший показник $J_c = t_{i\min} - t_c$ - перегрів відносно навколишнього середовища t_c корпусу найменш теплостійкого елемента, для якого допустима і наведена в ТЗ температура $t_{i\min}$ має мінімальне значення. Помітимо, що для вільного охолодження $t_c = t_{c\max}$, тобто відповідає максимальній температурі навколишнього середовища за ТЗ; для примусового охолодження $t_c = t_{c\text{ex}}$, тобто відповідає температурі повітря (рідини) на вході РЕА.

Другий показник q дорівнює щільності теплового потоку, що проходить крізь умовну площу поверхні A_n теплообміну:

$$q = \frac{\Phi k_p}{A_n}, A_n = 2[L_1 L_2 + (L_1 + L_2)L_3 K_3] \quad (5.2)$$

де Φ - сумарна потужність, розсіювана з цієї поверхні;

k_p - коефіцієнт, що враховує тиск повітря (при атмосферному тиску $k_p = 1$);

K_3 - коефіцієнт заповнення, що визначається за формулою (5.1).

На рис. 5.1 наведені два типи областей: в одному можна рекомендувати використання якогось одного способу охолодження (не заштриховані: 1- вільне повітряне, 3 - примусове повітряне, 5 - примусове випарювальне); в іншому можливо використання двох або трьох способів охолодження (заштриховані: 2 - вільне та примусове повітряне, 4 - примусове повітряне й рідинне, 6 - примусове рідинне та вільне випаровувальне, 7 - примусове рідинне, примусове та вільне випаровувальне, 8 - вільне примусове та вільне випаровувальне, 9 - вільне та примусове випаровувальне).

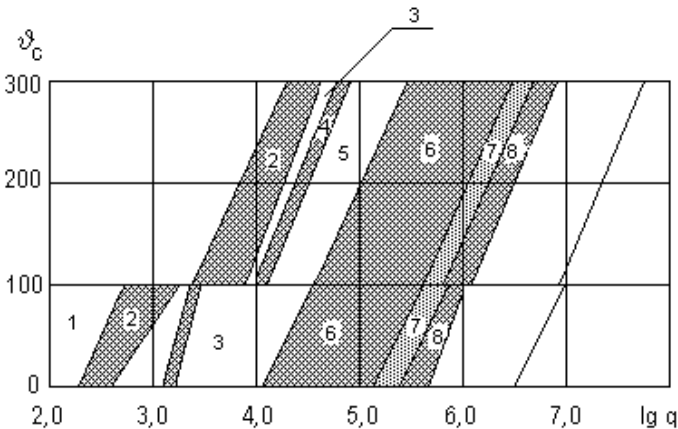


Рисунок 5.1 – Ділянки доцільного використання різних способів охолодження

Якщо показники РЕА попадають в заштриховану область (можливо використання двох або трьох способів охолодження), то задача вибору способу охолодження ускладнюється й вимагається більш детальний розрахунок.

Як показує дослід, при раціональному проектуванні можна забезпечити заданий тепловий режим бортових РЕА за питомих

к_г

витрат повітря не вище $180 - 250 \text{ год} \cdot \text{кВт}$.

Для стаціонарних РЕА, де менш жорстке обмеження по габаритах, масі, енергоспоживанню витрати повітря можуть бути

к_г

збільшені до $250 - 350 \text{ год} \cdot \text{кВт}$.

Для РЕА, охолоджуємих за допомогою повітря, тепловий режим вивчений найбільш повно. В цих випадках можна не тільки рекомендувати ту або іншу систему повітряного охолодження, але й оцінити ймовірність, з якою обрана система охолодження дозволяє забезпечити заданий тепловий режим.

6 МЕХАНІЧНІ ВПЛИВИ І ЇХ ПАРАМЕТРИ

В процесі виготовлення, транспортування та експлуатації РЕА підлягають різним механічним впливам, які суттєво позначаються на їх працездатності (викликають відмови).

Ці відмови різноманітні і їх інтенсивність зростає зі збільшенням швидкості руху об'єктів. В РЕА існують внутрішні та зовнішні фактори впливу. Внутрішні джерела механічної дії: вентилятори, устаткування з нерівномірними роторами, які можуть викликати відцентрові навантаження. Зовнішні: дорожня тряска, ударна хвиля, вітрове навантаження.

Види механічного впливу: вібрація, лінійне прискорення і удари.

Лінійні прискорення характерні для всіх об'єктів, що рухаються зі змінною швидкістю.

$$P = s + P_i = mg + ma = mg \cdot \left(1 + \frac{a}{g}\right) \quad (6.1)$$

де P_i - сила інерції;
 g - сила вільного падіння.

$$n = \frac{a}{g} \quad g - \text{коефіцієнт перевантаження.}$$

Лінійне прискорення може змінюватися за лінійним законом (рис 6.1, крива 1), а також дискретно (рис 6.1, крива 2). Для забезпечення надійності конструкції необхідно збільшувати жорсткість та міцність елементів конструкції, що призводить до збільшення масо-габаритних показників, або використовувати матеріали з великим значенням відношення допустимої напруги до щільності матеріалу.

Вібрація може бути: періодичною й випадковою. Періодична: гармонійна (рис 6.2, крива 1) та полігармонійна (рис 6.2, крива 2). Випадкова: стаціонарна й нестаціонарна (залежить від часу); вузькополосна та широкополосна.

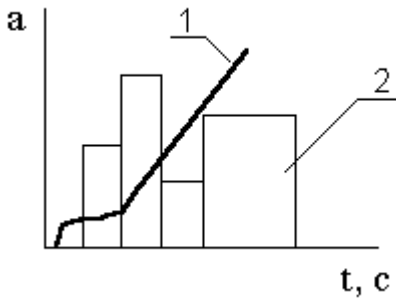


Рисунок 6.1 – Види прискорень

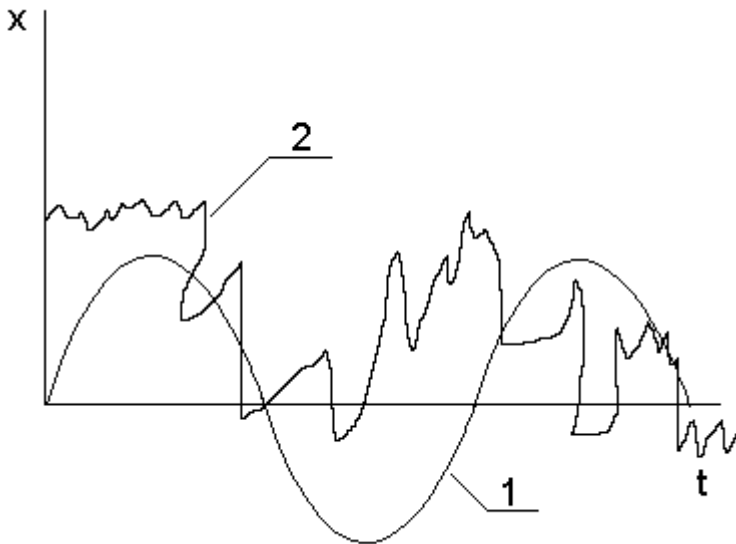


Рисунок 6.2 – Види вібрації

При гармонійній вібрації:

$$x = X \sin(w \cdot t) \quad (6.2)$$

$$V = \frac{dx}{dt} = Xw \cdot \cos(w \cdot t) \quad (6.3)$$

$$a = \frac{dV}{dt} = -Xw^2 \cdot \sin(w \cdot t) \quad (6.4)$$

Коефіцієнт перевантаження:

$$n = \frac{a}{g} = -\frac{xw^2}{g} \quad (6.5)$$

Удари - це короткочасне навантаження.

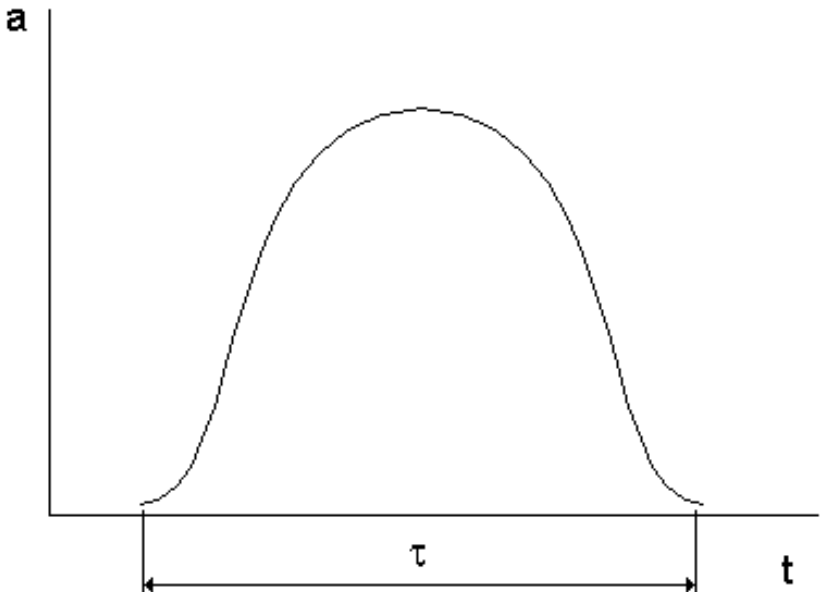


Рисунок 6.3 – Діаграма удару

РЕА характеризується механічною міцністю та механічною стійкістю. Міцність - властивість збереження функціонування та параметрів після механічної дії. Стійкість - властивість збереження функціонування та параметрів під час механічної дії.

Наслідки впливу механічних дій на ЕА:

- механічна дія призводить до деформації елементів та зміні їх параметрів, порушуються роз'ємні з'єднання, збільшується опір контактів;
- змінення форми електромагнітних сигналів;
- мікрофонний ефект, механічні шуми, тріск.

7 ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ЕА ПРИ МЕХАНІЧНИХ ВПЛИВАХ

Вплив механічних дій на ємність конденсатора:

$$C = \frac{ee_0 S}{d} (n-1) \quad (7.1)$$

де n – число обкладок;
 d – відстань між обкладками.

$$C_o = \frac{ee_0 S}{d + \Delta d} + \frac{ee_0 S}{d - \Delta d} = 2ee_0 S \left(\frac{d}{d^2 - \Delta d^2} \right) = \frac{2ee_0 S}{d} \left(\frac{1}{1 - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2} \right) \quad (7.2)$$

$$\Delta C = C_o - C = \frac{2ee_0 S}{d} \left(\left(\frac{1}{1 - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2} \right) - 1 \right) \quad (7.3)$$

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2} - 1 = \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 \left(\frac{1}{1 - \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2} \right) \quad (7.4)$$

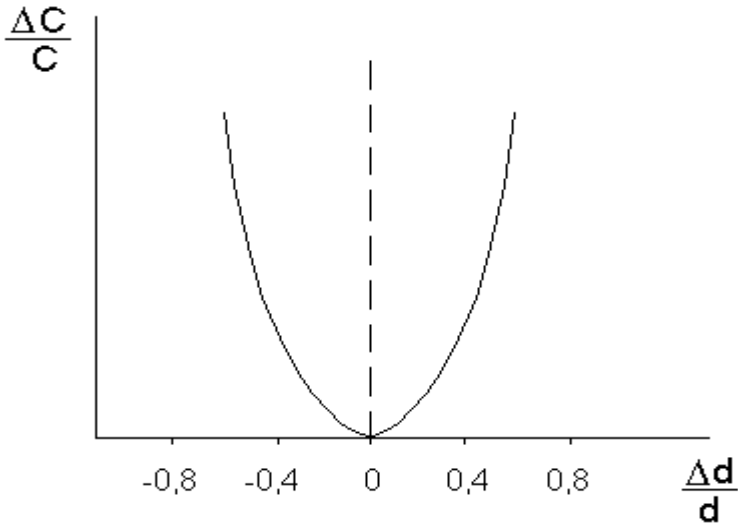


Рисунок 7.1 – Залежність відносного змінення ємності від відносного змінення відстані між обкладками

Механічні дії на напівпровідникові прилади призводять до зворотніх та незворотніх змінень параметрів напівпровідникових приладів (НПП). В основі цих явищ лежать деформаційні ефекти, що призводять до зменшення ширини забороненої зони (ЗЗ) в НП, часу життя носіїв заряду, їх рухливості:

$$R = \frac{1}{qN \cdot m} \quad (7.5)$$

де N – концентрація домішків.

m - рухливість носіїв заряду

П'єзорезистивний ефект. Дефекти створюють центри рекомбінації, колектор втрачає властивості екстракції, збільшується базовий струм та зменшується коефіцієнт передачі струму.

Величина змінення струму залежить від напрямку кристалофічних вісей.

$$\Delta I = Si_0 \exp\left(-\frac{\alpha P}{kT}\right) \quad (7.6)$$

де i_0 - щільність струму;

S - площа НПП;

α - коефіцієнт, який залежить від орієнтації кристалографічних вісей;

P - механічне навантаження.

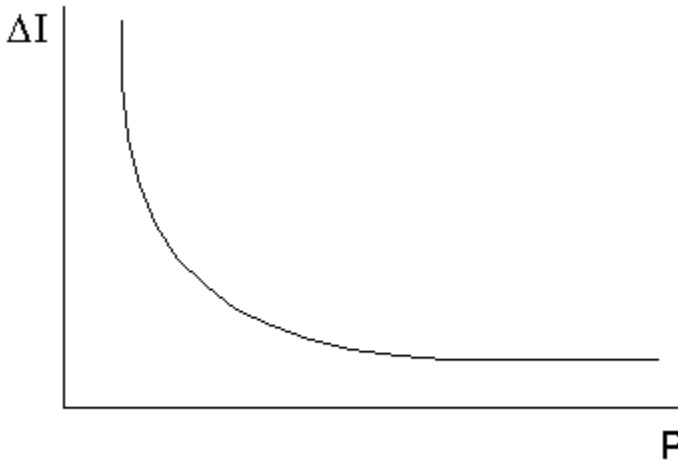


Рисунок 7.1 – Графік залежності змінення струму від навантаження

Параметри транзисторів дуже залежать від ширини збідненої ділянки:

$$L_{\kappa_{p-n}} = \sqrt{\frac{2ee_0U_p}{qN_{g\kappa}}} \quad (7.7)$$

Ємність р-п переходу:

$$C_{\kappa_{p-n}} = \frac{0,8 \cdot ee_0 S_{p-n}}{L_{\kappa_{p-n}}} \quad (7.8)$$

Погіршуються частотні властивості транзисторів. Особливо для цифрових схем: опір колектора та його ємність. Може статися, що струм в НПП більший за максимально припустимий: це призводить до незворотніх процесів. Особливо чутлиими місцями приладів є місця контакту за допомогою дрітної пружини. Струм може підвищуватись в десятки разів, в залежності від ступеню деформації пружини.

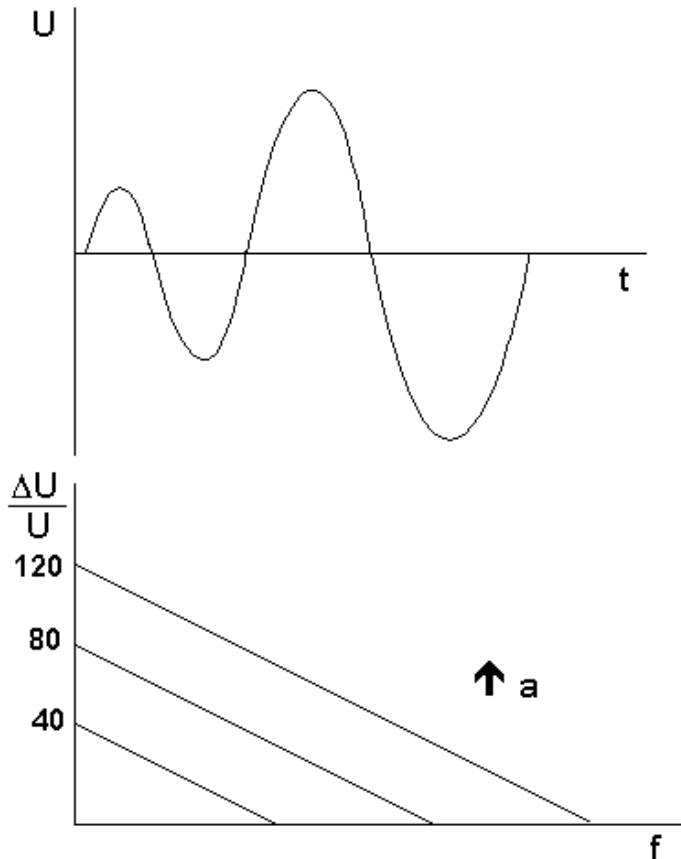


Рисунок 7.2 - Вплив механічних дій на параметри елементів

В трансформаторах, дроселях, катушках індуктивності зосереджені механічні дії призводять до змінення властивостей (параметрів) осередя, тобто змінення μ в феритових осередях.

$$U = U_0 + \Delta U = L \frac{di}{dt} + i \frac{dC}{dt} \quad (7.9)$$

$$\frac{\Delta U}{U} = F(f)$$

та змінюється за графіком рис 7.2

Відбувається спотворення сигналів в результаті додаткової ЕРС, а також змінюється добротність. Наприклад в Мп-Zn ферітах після ударів $a=1000g$ на протязі $\tau=0,3$ мкс, Q зменьшується на 22%, μ зростає на 1,2%, а після $N=30$ ударів Q зменьшується на 25-27%, а μ збільшується на 15%.

8 МЕХАНІЧНІ ВПЛИВИ ТА МІЦНІСТЬ ЕА

8.2 Вплив механічних дій на міцність ЕА

Елементи конструкції з крихких матеріалів зазнають розтріскування. Для деталей з пружних та пружнопластичних матеріалів характерні деформації і руйнування, пов'язані з перевищенням межі міцності матеріалів. Недостатньо жорсткими можуть бути стінки корпусу, шасі, кожух і плата, консольно закріплені деталі; для них характерні змінення як електричних властивостей, так і механічних.

Особливо небезпечні навантажені елементи - затягнуті болти, гвинти.

Зварні шви мають залишкові напруги, тому їх необхідно розраховувати на міцність, але найчастіше руйнування відбувається внаслідок втоми матеріалу. Руйнування відбувається при напругах менших за максимальну. Може призводити до руйнування виводів, друкованого монтажу.

Втомленням матеріалу називають процес поступового накопичення пошкоджень (дефектів) в матеріалі під дією змінних напруг. Причиною цього служить неоднорідність матеріалу. Втомлюваність залежить від величини, характеру напруг та від числа циклів навантаження.

За стандартних умов використовують цикл з навантаженням по гармонійному закону: $\square_{\max}$, $\square_{\min}$.

$$\text{Середнє значення: } S_m = \frac{S_{\max} + S_{\min}}{2}$$

$$\text{Амплітудне значення: } S_a = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{2}$$

$2\sigma_a$ - розмах навантаження;

$$2s = s_{\max} - s_{\min}$$

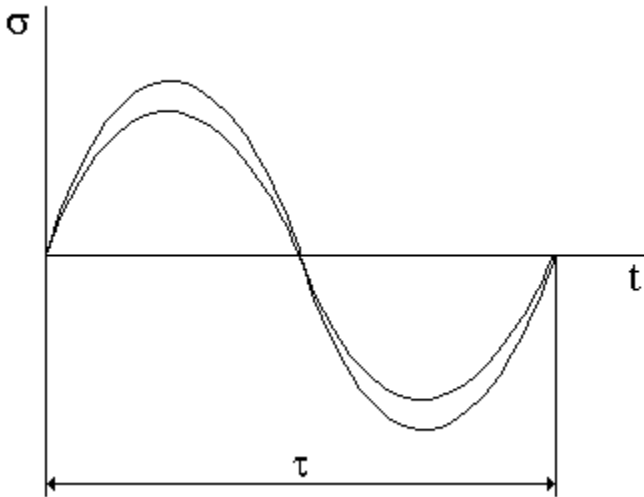


Рисунок 8.1 - Графік навантаження підпорядкованого гармонійному закону

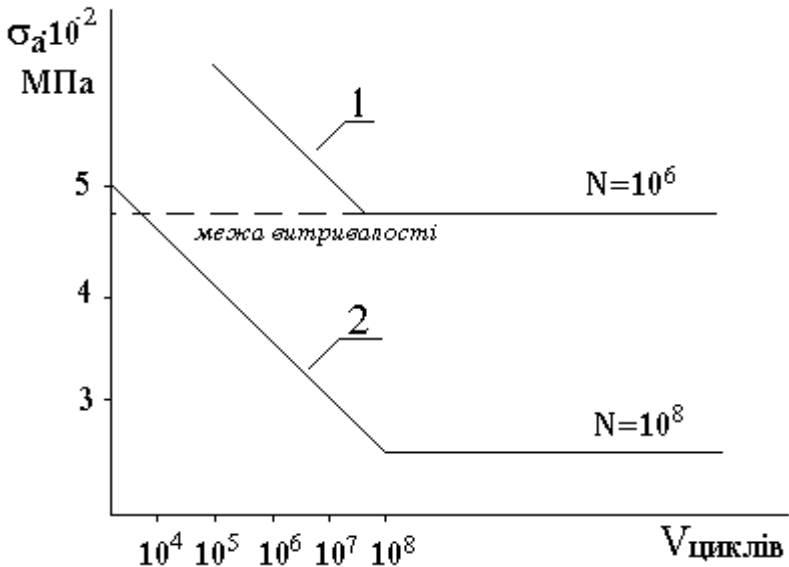
Якщо цикл не симетричний, то вводять коефіцієнт

$$R_a = \frac{S_{\max}}{S_{\min}} \quad (8.1)$$

В симетричному циклі $R_a = -1$,

$b_m = 0,1 \text{ } b_{-1}$.

Це означає, що $b_a < b_{-1}$, руйнування не відбувається.



1 - для сталей малої та середньої міцності (титанові сплави);
 2 - для кольорових металів та високоміцних та легованих сталей.

Рисунок 8.2– Графік залежності витривалості від кількості циклів

Для матеріалів з кривою 2 втомленості витривалість не має меж, тому S_{-IN} приймається $N=10^8$ і зветься допустимою межею витривалості.

При асиметричних циклах b_m зростає, а b_a зменшується.

Визначаємо b_a гр - це границя міцності: $b_a < [b_a \text{ гр}]$

Щоб не проводити випробування багатьох точок, криву замінюють ломаною лінією з $\text{tg } \alpha$. Тоді для напруг, які діють по нормалі:

$$\Psi = \operatorname{tg} a = \frac{s_{-1} - 0,5 \cdot s_0}{0,5 \cdot s_0} \quad (8.2)$$

$$s_a = s_{-1} - y s_m \quad (8.3)$$

8.2 Умови жорсткості і міцності

Основним завданням розрахунку жорсткості та міцності деталей є встановлення для них закону руйнування при впливі механічних дій.

Якщо величини найбільших напруг обмежуються межевими значеннями, то деталь можна розрахувати на міцність шляхом підбору розмірів.

Можуть бути 3 типи завдань.

Відоме навантаження для матеріалу, необхідно знайти розміри деталі.

Відомий матеріал і розміри деталі. Визначити, чи може вона витримати навантаження.

Відомий матеріал і розміри, схема навантаження. Знайти допустиму величину навантаження.

б+ - навантаження на розтяг;

б- - навантаження на стиск.

б1, б2, б3 - нормальні навантаження;

б4 - дотична.

Дотична напруга:

$$t_a = P_a \cdot \sin a \quad (8.4)$$

$$P_a = \frac{P}{S} \cos a \quad (8.5)$$

9 ПОКАЗНИКИ НАДІЙНОСТІ ЕА. НЕВІДНОВЛЮВАНІ СИСТЕМИ

9.1 Критерії і кількісні характеристики надійності

Критерієм надійності назвемо, мірило, за яким оцінюється надійність всіляких виробів.

До числа найбільш широко використовуваних критеріїв надійності належать:

$P(t)$; - ймовірність безвідмовної роботи на протязі визначеного часу

- середнє напрацювання до першої відмови $T_{ср}$;
- напрацювання на відмову $t_{ср}$;
- частота відмов $\alpha(t)$;
- інтенсивність відмов $\lambda(t)$;
- параметр потоку відмов $\omega(t)$;
- функція готівності $K_g(t)$;
- коефіцієнт готівності K_g .

Характеристикою надійності будемо називати кількісне значення критерію надійності конкретного виробу.

Вибір кількісних характеристик надійності залежить від виду виробу.

Основні критерії надійності можна розбити на дві групи:

- критерії, що характеризують надійність невідновлюваних виробів;

- критерії, що характеризують надійність відновлюваних виробів.

Невідновлюваними виробами зводяться такі вироби, які в процесі виконання своїх функцій не припускають ремонту. Якщо стається відмова такого виробу, то виконується функція буде зірвана й її необхідно починати знов у тому випадку, якщо можлива ліквідація відмов. До таких виробів належать як вироби однократної дії, так і вироби багатократної дії.

Відновлюваними називаються такі вироби які в процесі виконання своїх функцій допускають ремонт. Якщо виникне відмова цього виробу то він зумовить припинення функціонування виробу

тільки на період ліквідації відмови. До таких виробів відносяться: телевізор, блок живлення, станок і т.ін.

9.2 Критерії надійності невідновлених виробів

Розглянемо наступну модель випробувань.

Нехай на випробуванні знаходиться N_0 виробів та нехай випробування вважаються закінченими, якщо всі вони відмовили. При чому замість відмовивших зразків відремонтовані або нові не ставляться. Тоді критеріями надійності даних виробів є:

- імовірність безвідмовної роботи $P(t)$;
- частота відмов $\alpha(t)$;
- інтенсивність відмов $\omega(t)$;
- середнє напрацювання до першої відмови $T_{ср}$.

Імовірністю безвідмовної роботи називається імовірність того що при деяких умовах експлуатації у заданому інтервалі часу чи в межах заданого напрацювання не виникне жодної відмови.

Згідно визначенню

$$P(t) = P(T > t) \quad (9.1)$$

де t - час, на протязі якого визначається імовірність безвідмовної роботи;

T - час роботи виробу від його включення до першої відмови.

Імовірність безвідмовної роботи по статистичним даним оцінюється за виразом:

$$\bar{P}(t) = \frac{N_0 - n(t)}{N_0} \quad (9.2)$$

де N_0 - кількість виробів на початку випробування;

$n(t)$ - число відмовивших виробів за час t ;

$\bar{P}(t)$ - статистична оцінка імовірності безвідмовної роботи.

При великому числі виробів N_0 статистична оцінка $\bar{P}(t)$ практично співпадає з імовірністю безвідмовної роботи $P(t)$, на практиці іноді більш зручною характеристикою є імовірність відмови $Q(t)$.

Імовірністю відмови називається імовірність того, що при заданих умовах експлуатації у заданий проміжок часу виникає хоча б одна відмова. Відмова та безвідмовна робота є несумісними та протилежними подіями, тому:

$$Q(t) = P(T \leq t), \bar{Q}(t) = \frac{n(t)}{N_0}, Q(t) = 1 - P(t) \quad (9.3)$$

Частотою відмов зветься число відмовивших приладів за одиницю часу до числа початкової кількості випробуємих виробів при умові, що всі вишедші з ладу вироби не відмовляються.

Згідно визначення:

$$\bar{a}(t) = \frac{n(\Delta t)}{N_0 \Delta t}, \quad (9.4)$$

де $n(\Delta t)$ - кількість відмовивших зразків в інтервалі часу від $t - \frac{\Delta t}{2}$ до $t + \frac{\Delta t}{2}$.

Частота відмов є щільність імовірності (чи закон розподілення) часу роботи виробу до першої відмови. Тому:

$$a(t) = -P'(t) = Q'(t), Q(t) = \int_0^t a(t) dt \quad (9.5)$$

$$P(t) = 1 - \int_0^t a(t) dt \quad (9.6)$$

Інтенсивністю відмов називається відношення кількості відмовивших виробів в одиницю часу до середнього числа виробів, працюючих у даний проміжок часу.

Згідно визначенню:

$$\bar{l}(t) = \frac{n(\Delta t)}{N_{cp} \Delta t}, \quad (9.7)$$

де $N_{cp} = \frac{N_i + N_{i+1}}{2}$ - середнє число працюючих виробів в інтервалі Δt ;

N_i - кількість виробів працюючих на початку інтервалу Δt ;

N_{i+1} - кількість виробів працюючих на кінець інтервалу Δt .

Визначення (9.6) є статистичне визначення інтенсивності відмов. Імовірнісна оцінка цієї характеристики знаходиться з виразу:

$$l(t) = \frac{a(t)}{P(t)} \quad (9.8)$$

Інтенсивність відмов та імовірність безвідмовної роботи зв'язані між собою залежностями:

$$P(t) = e^{-\int_0^t l(t) dt} \quad (9.9)$$

Середнім напрацюванням до першої відмови називається математичне очікування часу роботи виробу до відмови.

Як математичне очікування T_{cp} вираховується через частоту відмов (щільністю розподілення часу безвідмовної роботи):

$$M[t] = T_{cp} = \int_{-\infty}^{+\infty} t a(t) dt \quad (9.10)$$

Так як t додатнє й $P(0) = 1$, а $P(\infty) = 0$, то

$$T_{cp} = \int_0^{\infty} P(t) dt \quad (9.11)$$

За статистичними даними по відмовах середнє напрацювання до першої відмови обчислюється за формулою:

$$\bar{T}_{cp} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_0} t_i \right)}{N_0}, \quad (9.12)$$

де t_i - час безвідмовної роботи i -го зразку;
 N_0 - кількість випробуємих зразків.

Як видно з формули (9.11), для визначення середнього напрацювання до першої відмови необхідно знати моменти виходу з ладу усіх випробуємих елементів. Тому для визначення $\bar{T}_{cp}$ користуватися вказаною формулою незручно. Маючи дані про кількість вишедших з ладу елементів n_i в кожному i -му інтервалі часу, середнє напрацювання до першої відмови краще визначити з рівняння:

$$\bar{T}_{cp} \approx \frac{\left(\sum n_i t_{cpi} \right)}{N_0} \quad (9.13)$$

У виразі (9.12) t_{cpi} та m знаходяться по наступним формулам:

$$t_{cpi} = \frac{t_{i-1} + t_i}{2}, m = t_k / \Delta t \quad (9.14)$$

де t_{i-1} - час початку i -го інтервалу;
 t_i - час кінця i -го інтервалу;
 t_k - час на протязі якого вийшли з ладу усі елементи;
 $\Delta t = t_{i-1} - t_i$ - інтервал часу.

При визначенні надійності технічних пристроїв найчастіше користуються такими законами розподілення: експоненціальний, усечений нормальний, Релея, Гама, Вейбула, логаріфмічно-нормальний.

Із виразу для оцінки кількісних характеристик надійності бачимо, що всі характеристики, окрім середньої наработки до першої відмови, є функціями часу.

Розглянуті критерії надійності дозволяють достатньо повно оцінити надійність невідновлюємих виробів. Вони також дозволяють оцінити надійність відновлюємих виробів до першої відмови. Наявність декількох критеріїв зовсім не означає, що завжди треба оцінювати надійність виробів за всіма критеріями.

Найбільш повно надійність виробів характеризується частотою відмов $a(t)$. Це пояснюється тим, що частота відмов є щільністю розподілення, а тому несе у собі всю інформацію що до випадкового явища - часу безвідмовної роботи.

Середє напрацювання до першої відмови є достатньо наглядною характеристикою надійності. Однак використання цього критерію для оцінки надійності складної системи обмежено в тих випадках, коли:

- час роботи системи набагато менший за середній час безвідмовної роботи;
- закон розподілення часу безвідмовної роботи не однопараметричний і для достатньо повної оцінки потрібні моменти вищих порядків;
- система резервована;
- інтенсивність відмов непостійна;
- час роботи окремих частин складної системи різний.

Інтенсивність відмов - найбільш зручна характеристика надійності простіших елементів, так як вона дозволяє більш просто обчислювати кількісні характеристики надійності складної системи.

Найбільш доцільним критерієм надійності складної системи є імовірність безвідмовної роботи. Це пояснюється наступними особливостями імовірності безвідмовної роботи:

- вона входить в якості сомножника в інші, більш загальні характеристики системи, наприклад в ефективність та вартість;
- характеризує змінення надійності у часі;
- може бути отримана доволі просто розрахунковим шляхом в процесі проектування системи й оцінена в процесі її випробування.

10 ПОКАЗНИКИ НАДІЙНОСТІ ВІДНОВЛЮВАНИХ СИСТЕМ

Розглянемо наступну модель випробувань.

Нехай на випробуванні знаходиться N виробів і нехай прилади що відмовили негайно замінюються справними (новими чи відремонтованими) виробами. Випробування вважаються завершеними, якщо кількість відмов сягає величини, достатньої для оцінки надійності з визначеною довірною імовірністю. Якщо не враховувати часу, потрібного на відновлення системи, то кількісними характеристиками може бути параметр потоку відмов $w(t)$ і напрацювання на відмову t_{cp} .

Параметром потоку відмов називають відношення кількості відмовивших виробів в одиницю часу до числа випробуємих виробів при умові, що всі вишедші з ладу вироби замінюються справними (новими чи відремонтованими).

Згідно визначенню:

$$\bar{w}(t) = \frac{n(\Delta t)}{N\Delta t} \quad (10.1)$$

де $n(\Delta t)$ - кількість відмовивших зразків в інтервалі часу від $t - \frac{\Delta t}{2}$ до $t + \frac{\Delta t}{2}$;
 N - кількість випробовуємих зразків;
 Δt - інтервал часу.

Вираз (9.13) є статистичним визначенням параметру потоку відмов.

Параметр потоку відмов й частота відмов для ординарних потоків з обмеженим наслідком зв'язані інтегральним рівнянням Вольтера второго роду:

$$w(t) = a(t) + \int_0^t w(t) a(t-t) dt \quad (10.2)$$

За відомою $a(t)$ можна знайти усі кількісні характеристики надійності невідновлюємих виробів. Тому (9.14) є основним рівнянням, що зв'язує кількісні характеристики надійності невідновлюємих і відновлюємих виробів при миттєвому відновленні.

Рівняння (9.14) можна записати в операторній формі:

$$w(s) = \frac{a(s)}{1 - a(s)} \quad a(s) = \frac{w(s)}{1 + w(s)}. \quad (10.3)$$

Співвідношення (10.15) дозволяють знайти одну характеристику через іншу, якщо існує перетворення Лапласа функцій $a(s)$ та $w(s)$ й зворотні перетворення виразів.

Параметр потоку відмов володіє наступними важливими властивостями.

Для будь-якого моменту часу незалежно від закону розподілення часу безвідмовної роботи параметр потоку відмов більший, ніж частота відмов, тобто $w(t) > a(t)$.

Незалежно від виду функції $a(t)$ параметр потоку відмов $w(t)$ при $t \rightarrow \infty$ стрімиться до $1/T_{cp}$. Ця важлива властивість параметру потоку відмов означає, що при тривалій експлуатації ремонтуємого виробу потік його відмов незалежно від закону розподілення часу безвідмовної роботи створюється стаціонарним. Однак це зовсім не означає, що інтенсивність відмов є величина стала.

Якщо $l(t)$ - зростаюча функція часу, то $l(t) > w(t) > a(t)$, якщо $l(t)$ - спадаюча функція, то $w(t) > l(t) > a(t)$.

При $l(t) \neq \text{const}$ параметр потоку відмов системи не дорівнює сумі параметрів потоків відмов елементів, тобто:

$$w_c(t) \neq \sum_{i=1}^N w_i(t) \quad (10.4)$$

Ця властивість параметру потоку відмов дозволяє стверджувати, що при обчисленні кількісних характеристик надійності складної системи не можна сумувати наявні в

текучий час значення інтенсивностей відмов елементів, отриманих по статистичних даних, що до відмов виробів в умовах експлуатації, так як вказані величини є фактичними параметрами потоку відмов;

При $l(t) = l = \text{const}$ параметр потоку відмов дорівнює інтенсивності відмов $w(t) = l(t) = l$.

Із розгляду властивостей інтенсивності й параметра потоку відмов бачимо, що ці характеристики відрізняються.

За теперешнього часу широко використовується статистичні дані о відмовах, отримані в умовах експлуатації апаратури. При цьому вони часто обробляються таким чином, що наводимі характеристики надійності є не інтенсивністю відмов, а параметрами потоку відмов $w(t)$. Це вносить помилки при розрахунку надійності. В ряді випадків вони можуть бути значними.

Для отримання відмов елементів зі статистичних даних о відмовах ремонтуємих систем необхідно знати предісторію кожного елементу принципової схеми. Це може суттєво ускладнити методику збору статистичних даних о відмовах. Тому доцільно визначати $l(t)$ по параметру потоку відмов $w(t)$. Методика розрахунку зводиться до наступних обчислювальних операцій:

- за статистичними даними о відмовах елементів ремонтуємих виробів і за формулою (9.13) обчислюється параметр потоку відмов й будується гістограма $w_i(t)$;

- гістограма замінюється кривою, яка апроксимірується рівнянням;

- знаходиться перетворення Лапласу $w_i(s)$ функції $w_i(t)$;

- за відомою $w_i(s)$ на основі (9.15) записується перетворення Лапласу $a_i(s)$ частоти відмов;

- знаходиться аналітичний вираз для інтенсивності відмов за формулою:

$$l_i(t) = \frac{a_i(t)}{\left(1 - \int_0^t a_i(t) dt\right)}; \quad (10.5)$$

- будується графік $l_i(t)$.

Якщо є ділянка, де $l_i(t) = l_i = \text{const}$, то сталі значення інтенсивності відмов приймається для оцінки імовірності безвідмовної роботи. При цьому вважається справедливим експоненціальний закон надійності.

Наведена методика не може бути використана, якщо не вдасться знайти по $a(s)$ зворотнє перетворення частоти відмов $a(t)$. В цьому випадку приходиться використовувати приблизні методи розв'язання інтегрального рівняння.

Напрацюванням на відмову називають середнє значення часу між сусідніми відмовами.

Ця характеристика визначається за статистичними даними о відмовах за формулою:

$$\bar{t}_{cp} = \frac{\left(\sum_{i=1}^n t_i\right)}{n}, \quad (10.6)$$

де t_i - час справної роботи виробу між (i-1)-ою й i-ою відмовами;

n - кількість відмов за час t.

Як бачимо, в даному випадку напрацювання на відмову визначається за даними випробувань одного зразку виробу. Якщо на випробуванні знаходиться N зразків на протязі часу t , то напрацювання на відмову обчислюється за формулою:

$$\bar{t}_{cp} = \frac{\sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^{n_j} t_{ij}}{\sum_{j=1}^N n_j}, \quad (10.7)$$

де t_{ij} - час справної роботи j -го зразку виробу між $(i-1)$ -ою й i -ою відмовою;

n_j - кількість відмов за час t_j -го зразку.

Напрацювання на відмову є достатньо наглядною характеристикою надійності, тому вона отримала широке розповсюдження на практиці.

Параметр потоку відмов і напрацювання на відмову характеризують надійність ремонтуємого виробу й не враховують часу, потрібного на його відновлення. Тому вони не характеризують готовності виробу до виконання своїх функцій у необхідний час. З цією метою вводять такі критерії, як коефіцієнт готовності й коефіцієнт вимушеного простою.

Коефіцієнтом готовності називають відношення часу справної роботи до суми часів справної роботи та вимушених простоїв виробу, взятих за один й той же календарний строк. Ця характеристика позначається як K_g .

Згідно данного визначення:

$$K_g = \frac{t_p}{t_p + t_n}, \quad (10.8)$$

де t_p - сумарний час справної роботи виробу;

t_n - сумарний час вимушеного простою.

Часи t_p та t_n вираховуються за формулами:

$$t_p = \sum_{i=1}^n t_{pi}, \quad t_n = \sum_{i=1}^n t_{ni}, \quad (10.9)$$

де t_{pi} - час роботи виробу між $(i-1)$ -ою й i -ою відмовою;

t_{ni} - час вимушеного простою після i -ої відмови;

n - кількість відмов (ремонтів) виробу.

Цей вираз є статистичним визначенням коефіцієнта готовності. Для переходу до імовірносної трактовці величини t_p та t_n

замінюються математичними очікуваннями часу між сусідніми відмовами й часу відновлення відповідно.

Тоді

$$K_{\varepsilon} = \frac{t_{cp}}{t_{cp} + t_{\varepsilon}} \quad (10.10)$$

де t_{cp} - напрацювання на відмову;

t_{ε} - середній час відновлення.

Коефіцієнтом вимушеного простою називають відношення часу вимушеного простою до суми часів справної роботи та вимушених простоїв виробу, узятих за один й той же календарний строк.

Згідно визначення:

$$\overline{K}_n = \frac{t_n}{t_p + t_n} \quad (10.11)$$

або, переходя до середніх величин,

$$K_n = \frac{t_{\varepsilon}}{t_{cp} + t_{\varepsilon}}. \quad (10.12)$$

Коефіцієнт готовності й коефіцієнт вимушеного простою зв'язані між собою залежністю

$$K_n = 1 - K_{\varepsilon}. \quad (10.13)$$

При аналізі надійності відновлюємих систем звичайно коефіцієнт готовності обчислюють за формулою:

$$K_{\varepsilon} = \frac{T_{cp}}{T_{cp} + t_{\varepsilon}}. \quad (10.14)$$

Формула (10.14) вірна тільки у тому випадку, якщо потік відмов простіший, і тоді $t_{cp} = T_{cp}$.

Часто коефіцієнт готовності, обчислений за цією формулою, утотожують з вірогідністю того, що в будь-який момент часу відновлюєма система справна. Насправді указані характеристики нерівноцінні й можуть бути ототоженені при визначених припущеннях.

Дісно, імовірність виникнення відмови ремонтуємої системи на початку експлуатації дуже мала. З ростом часу t ця імовірність зростає. Це значить, що імовірність застати систему у справному стані на початку експлуатації буде вище, ніж по минанні деякого часу. Між тим на основі формули (2.26) коефіцієнт готовності не залежить від часу роботи.

Для уясування фізичного смислу коефіцієнта готовності K_g запишемо формулу для імовірності застати систему у справному стані. При цьому розглянемо найбільш простий випадок, коли інтенсивність відмов й інтенсивність відновлення є величини сталі.

Припускаюч, що при $t = 0$ система знаходиться у справному стані ($P(0) = 1$), імовірність застати систему у справному стані визначається з виразів:

$$P_z(t) = \frac{m}{l+m} + \frac{l}{l+m} e^{-(l+m)t} \quad (10.15)$$

$$P_z(t) = K_z + (1 - K_z) e^{-t/K_z \cdot t_0} \quad (10.16)$$

де

$$l = \frac{1}{T_{cp}}; m = \frac{1}{t_0}; K_z = \frac{T_{cp}}{T_{cp} + t_0} \quad (10.17)$$

Цей вираз встановлює залежність між коефіцієнтом готовності системи й імовірністю застати її у справному стані в будь-який момент часу.

З (10.17) видно, що $P_z(t) \rightarrow K_z$ при $t \rightarrow \infty$, тобто практично коефіцієнт готовності має смисл імовірності застати виріб у справному стані при процесі експлуатації, що вже встановився.

В деяких випадках критеріями надійності відновлюваних систем можуть бути також критерії надійності невідновлюваних систем, наприклад: імовірність безвідмовної роботи, частота відмов, середнє напруцювання до першої відмови, інтенсивність відмов. Така необхідність виникає завжди, коли є сенс оцінити надійність відновлюваної системи до першої відмови, а також у випадку, коли використовується резервування з відновленням відмовивших резервних пристроїв в процесі роботи системи, причому відмова всієї резервованої системи не допускається.

11 РОЗРАХУНОК ХАРАКТЕРИСТИК НАДІЙНОСТІ НЕВІДНОВЛЮВАНИХ СИСТЕМ ПРИ ОСНОВНОМУ З'ЄДНАННІ ЕЛЕМЕНТІВ

Якщо відмова технічного пристрою настає при відмові одного з його елементів, то кажуть, що такий пристрій має основне з'єднання елементів. При розрахунку надійності таких пристроїв припускають, що відмова елементу є подією випадковою та незалежною.

Тоді імовірність безвідмовної роботи виробу на протязі часу t дорівнює додатку імовірностей безвідмовної роботи її елементів на протязі того же часу. Так як імовірність безвідмовної роботи елементів на протязі часу t можна виразити через інтенсивність відмов у вигляді (8), то розрахункові формули для імовірності безвідмовної роботи технічного пристрою при основному з'єднанні елементів можна записати наступним чином:

$$P_c(t) = p_1(t)p_2(t)...p_N(t) = \prod_{i=1}^N p_i(t) \quad (11.1)$$

$$P_c(t) = \exp\left(-\int_0^t l_1(t)dt\right)\exp\left(-\int_0^t l_2(t)dt\right) \dots \\ \dots \exp\left(-\int_0^t l_N(t)dt\right) = \exp\left(-\sum_{i=1}^N \int_0^t l_i(t)dt\right) \quad (11.2)$$

Ці вирази найбільш загальні. Вони дозволяють визначити імовірність безвідмовної роботи виробів до першої відмови при будь-якому законі змінення інтенсивності відмов у часу.

На практиці найбільш часто інтенсивність відмов виробів з величина стала. При цьому час виникнення відмов зазвичай підпорядкован експоненціальному закону розподілення, тобто для нормального періоду роботи апаратури справедлива умова $l = \text{const}$.

В цьому випадку вирази для кількісних характеристик набувають виду:

$$P_c(t) = e^{-l_c t} = e^{-t/T_{cpc}}, \quad l_c = \sum_{i=1}^N l_i \quad (11.3)$$

$$a_c(t) = l_c e^{-l_c t}, \quad T_{cpc} = \frac{1}{l_c} \quad (11.4)$$

Якщо всі елементи даного типу рівнонадійні, інтенсивність відмов системи буде:

$$l_c = \sum_{i=1}^r N_i l_i, \quad (11.5)$$

де N_i - кількість елементів i -го типу;
 r - кількість типів елементів.

На практиці дуже часто приходиться обчислювати імовірність безвідмовної роботи високонадійних систем. При цьому доданок $l_c t$ значно менше одиниці, а імовірність безвідмовної роботи $P(t)$ близька до одиниці. В цьому випадку, розклав $e^{-l_c t}$ в ряд й обмежившись першими двома його членами, з високим ступенем точності можна обчислити $P(t)$.

Тоді основні кількісні характеристики надійності можна з достатньою для практики точністю обчислити за наступними приближеними формулами:

$$P_c(t) \approx 1 - t \sum_{i=1}^r N_i l_i = 1 - l_c t, \quad l_c = \sum_{i=1}^r N_i l_i \quad (11.6)$$

$$T_c = \frac{1}{\sum_{i=1}^r N_i l_i} = \frac{1}{l_c}, \quad a(t) \approx l_c (1 - l_c t) \quad (11.7)$$

Обчислення кількісних характеристик надійності за приближеними формулами не дає великих помилок для систем, імовірність безвідмовної роботи яких перевищує 0,9, тобто для $l t \leq 0,1$.

При розрахунку надійності систем часто трапляється пермножати імовірності безвідмовної роботи окремих елементів розрахунку, зводити їх у ступінь й вираховувати корні. При значеннях $P(t)$, близьких до одиниці, ці розрахунки можна з достатньою для практики точністю виконувати за наступними приблизними формулами:

$$p_1(t)p_2(t)...p_N(t) \approx 1 - \sum_{i=1}^N q_i(t) \quad (11.8)$$

$$p_i^N(t) = 1 - Nq_i(t) \quad (11.9)$$

$$\sqrt[N]{p_i(t)} = 1 - \frac{q_i(t)}{N} \quad (11.10)$$

де $q_i(t)$ - імовірність відмови i -го блоку.

В залежності від повноти врахування факторів, що впливають на роботу виробу, розрізняють прикидочний, орієнтовочний й остаточний розрахунок надійності.

ЛІТЕРАТУРА

1. Дульнев Г.Н. Тепло-массообмен в радиоэлектронной аппаратуре.– М.: Высш.Шк., 1984 – 247 с.
2. Токарев М.Ф., Талицкий Е.Н., Фролов В.А. Механические воздействия и защита электронной аппаратуры/ под ред. В.А. Фролова – М.: Радио и связь, 1984 – 224 с.
3. Кофанов Ю.Н. Теоретические основы конструирования, технологии и надежности радиоэлектронных средств. – М.: Радио и связь, 1991 – 360 с.
4. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973 – 320 с.
5. Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В., Справочник по сопротивлению материалов/ под ред. Г.С. Писаренко. – Киев: Наук. думка, 1988 – 736 с.
6. Львович Я.Е., Фролов В.Н. Теоретические основы конструирования, технологии и надежности. – М.: Радио и связь, 1986 – 192 с.
7. Яншин А.А. Теоретические основы конструирования, технологии и надежности ЭВА. – М.: Радио и связь, 1983 – 312 с.
8. Яншин А.А. Конструирование микроблоков с общей герметизацией. – М.: Радио и связь, 1985 – 100 с.