

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського
„Харківський авіаційний інститут”

В. В. КОВАЛЕВСЬКИЙ

**ПРЯМІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ПЕРВИННОЇ
ЕНЕРГІЇ В ЕЛЕКТРИЧНУ ДЛЯ АВТОНОМНИХ
ЕНЕРГОУСТАНОВОК**

Навчальний посібник

Харків „ХАІ” 2005

УДК 629.78.064.52

Прямі перетворювачі первинної енергії в електричну для автономних енергоустановок / В. В. Ковалевський. - Навч. посібник. – Харків: Нац. аерокосм. ун-т „Харк. авіац. ін-т”, 2005. – 169 с.

Розглянуто пристрої для виробництва електричної енергії на основі безмашинного перетворення первинної енергії. Викладено технічні основи та методи оцінних розрахунків основних енергетичних параметрів прямих перетворювачів первинної енергії в електричну.

Описано принципи дії термоелектричних, фотоелектричних, термоемісійних, магнітогідродинамічних генераторів і хімічних джерел струму.

Для студентів енергетичних спеціальностей вузів, які спеціалізуються у галузі автономних енергоустановок.

Іл. 76. Табл. 7. Бібліогр.: 33 назви

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, доц. А. К. Гнап,
канд. фіз.-мат. наук О. П. Моторненко

© Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут», 2005 р.

Перелік скорочень

- ТЕЛП – термоелектричний перетворювач енергії
- ТЕМ – термоелектричний матеріал
- ВАХ – вольт-амперна характеристика
- ККД – коефіцієнт корисної дії
- ЕРС – електрорушійна сила
- ФЕП – фотоелектричний перетворювач енергії
 - ФЕ – фотоелемент
- ТЕП – термодіємийний перетворювач енергії
- ХДС – хімічне джерело струму
 - ГЕ – гальванічний елемент
 - АБ – акумуляторна батарея
 - ПЕ – паливний елемент
- ЕХГ – електрохімічний генератор
- МГДГ – магнітогідродинамічний генератор

ПЕРЕДМОВА

Навчальний посібник написано на базі курсу лекцій „Основи теорії енергоустановок”, який багато років викладався автором студентам Харківського авіаційного інституту, що спеціалізуються у галузі енергодвигунних установок ракетно-космічних літальних апаратів.

Даний навчальний посібник є продовженням посібника „Космические энергоустановки» [33], виданого в 2004 році, в якому описано первинні джерела енергії, системи відведення низькопотенціальної теплової енергії, машинні перетворювачі енергії на основі термодинамічних циклів (газотурбінні, паротурбінні, поршневі перетворювачі), розглянуто фізичні принципи машинного та безмашинного перетворення первинної енергії в електричну.

Посібник присвячено принципам роботи пристроїв прямого перетворення первинної енергії в електричну: термоелектричних, фотоелектричних, термоемісійних, магнітогідродинамічних генераторів і хімічних джерел струму. Ці пристрої працюють на основі властивостей напівпровідників, твердого тіла, плазмових потоків, потоків електромагнітних випромінювань, електрохімії, тому зміст посібника базується на знаннях теорій твердого тіла, напівпровідників, теплопередачі, електрогазодинаміки, електротехніки та інших дисциплін.

У посібнику наведено одиниці вимірювання як у системі СІ, так і СМ, СМ², мА тощо, які часто використовуються у деяких галузях техніки (фотоелектричні, термоемісійні генератори струму, електрохімія).

Матеріал посібника дозволяє вибрати потрібний тип перетворювача енергії для виконання задач стаціонарного енергопостачання й оцінити його основні параметри, такі, як питома енергія, потужність, ККД, масові й енергетичні характеристики, геометричні розміри тощо.

1. ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ПЕРВИННОЇ ЕНЕРГІЇ В ЕЛЕКТРИЧНУ НА ОСНОВІ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ТЕХНІКИ

Напівпровідники р- та n-типу при поглинанні енергії у вигляді теплового, світлового або іншого випромінювання, породжуючи електрони та дірки, змінюють електричний опір. Породжені при поглинанні випромінювання носії зарядів (електрони та дірки), розділяючись на енергетичних, електростатичних бар'єрах р-n-переходів, генерують електричний струм, який здатний виконувати певну роботу на електричному навантаженні споживачів електрики.

1.1. Термоелектричні генератори струму

1.1.1. Термоелектричні явища

Якщо ширина забороненої зони напівпровідника становить приблизно $E_g = 0,1 \dots 0,5$ еВ, то такий напівпровідник перетворює теплову енергію в електричний струм. Ці напівпровідники належать до термоелектричних матеріалів (ТЕМ). Такі властивості мають сполуки германія, кремнію, свинцю, телуру, селену та інших речовин.

Ефект виникнення електричного струму можна спостерігати при опромінюванні не тільки р-n-переходів, але й р-p-, n-n-переходів і переходів між металами. Важливим є те, щоб властивості матеріалів, що контактують, були різними і між енергетичними рівнями електронів у зонних діаграмах цих матеріалів були створені пороги потенціалів $\varphi_{k1}, \varphi_{k2}$, на яких носії зарядів могли б розділятися і прискорюватись (рис. 1.1). Пороги φ_k можуть виникати не тільки при контактах різних матеріалів, але й у тому самому матеріалі при створенні в ньому якоїсь неоднорідності властивостей, наприклад,

внаслідок місцевого перегріву або переохолодження, насичення домішками тощо.

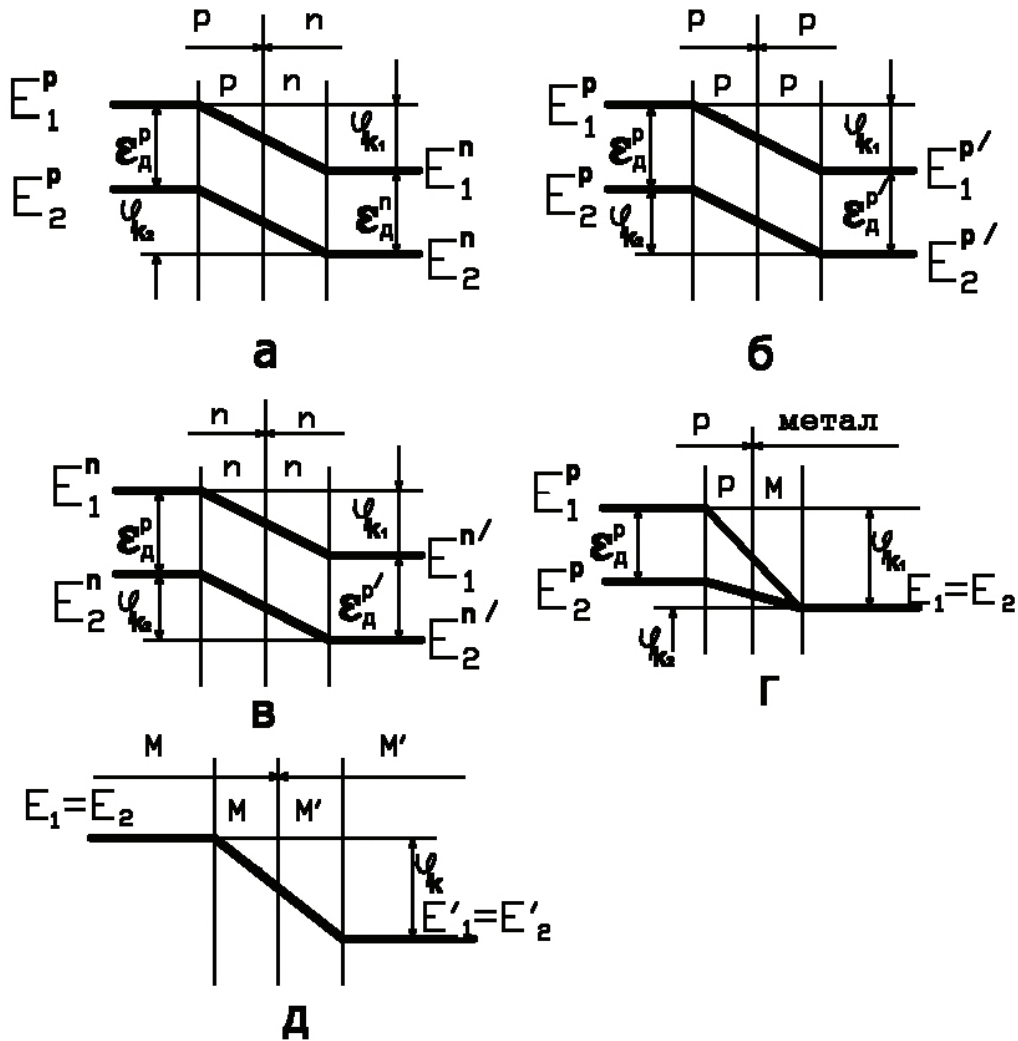


Рис. 1.1. Потенціальні діаграми енергій електрона в контактних переходах:

а - р-п; б - р-р; в - п-п; г - „напівпровідник - метал”; д - „метал - метал”

Історично склалося так, що термоелектричні явища спочатку спостерігались у металах (Т. Зеєбек, 1821 р.), а потім, набагато пізніше, у напівпровідниках (Бріджмен, 1924 р.).

Німецький фізик Т. Зеєбек у 1821 р. спостерігав, що при нагріванні одного контакту різнорідних металів та охолодженні іншого в електричному колі, який містить ці контакти, виникає електричний струм, ЕРС якого пропорційна різниці температур гарячого й холодного спаїв. Це явище відоме у фізиці як ефект (закон) Зеєбека.

Закон Зеєбека можна записати у диференціальній формі як

$$dE = \alpha dT, \quad (1.1)$$

де dE – диференціал ЕРС, В;

dT – диференціал температур гарячого й холодного спаїв металів, К ($^{\circ}\text{C}$);

α – коефіцієнт термоЕРС (коефіцієнт Зеєбека), $\frac{\text{В}}{\text{град}}$.

Французький фізик Пельтьє у 1834 р. спостерігав зворотний ефект, коли при проходженні струму в колі, що містить спаї різнорідних металів, на спаях виділяється або поглинається тепло, кількість якого пропорційна силі електричного струму (ефект Пельтьє):

$$dQ_{\text{II}} = \Pi di, \quad (1.2)$$

де dQ_{II} – диференціал тепла Пельтьє, Вт;

di – диференціал електричного струму, А;

Π – коефіцієнт Пельтьє, В.

Коефіцієнти Зеєбека і Пельтьє зв'язані між собою очевидним співвідношенням

$$\Pi = \alpha T. \quad (1.3)$$

Англійський вчений У. Томсон трохи пізніше спостерігав термоелектричні явища в однорідному провіді, який мав місцевий перегрів $\frac{\partial T}{\partial x}$ на довжині dx . Це явище відоме як ефект Томсона:

якщо через відрізок провідника завдовжки dx , на якому створено градієнт температури $\frac{\partial T}{\partial x}$, пропустити електричний струм di , то на цьому відрізку виділятиметься або поглинатиметься тепло dQ :

$$dQ = \tau di \frac{\partial T}{\partial x} dx, \quad (1.4)$$

де τ – коефіцієнт Томсона, $\frac{В}{град}$.

Усі ці ефекти дозволили сконструювати термопари, які використовуються для заміру температур.

Американський фізик Бріджмен у 1924 р. спостерігав термоелектричні явища в напівпровідникових матеріалах. Тут ці явища були значно помітніші, що дозволило з часом на основі напівпровідників р- та n-типів побудувати термоелектричні перетворювачі енергії (ТЕЛП) для генерації електричного струму.

Термоелектричні явища вдало пояснюються потенціальними діаграмами електрона в р-n-переходах, зображеними на рис. 1.1. Фізичну модель напівпровідникових перетворювачів енергії та відповідну математичну модель було запропоновано й розроблено радянським вченим А. Ф. Іоффе в 1929 р. Тоді ж були виготовлені перші вітчизняні напівпровідникові термоелектричні генератори постійного струму та випрямлячі змінного струму.

1.1.2. Термоелектричний елемент і його властивості

На рис. 1.2 показано конструкційну схему елемента ТЕЛП. Термостовпчики 1 та 2 мають прямокутну або циліндричну форму перерізу. Термостовпчики можуть мати однакові або різні площі перерізу та довжини. Застосовуються термоелементи кільцевого типу, які надіваються на труби з гарячим і холодним теплоносіями, тощо.

Очевидно, що тепло повинно поглинатись на гарячому кінці ТЕЛП, перетворюючись у електричний струм, і не передаватись на холодний кінець шляхом теплопровідності. Тому коефіцієнт теплопровідності λ термоелектричних матеріалів (ТЕМ) має бути низьким.

ТермоЕРС ТЕЛП має бути великою, тому коефіцієнт Зеєбека α для ТЕМ потрібно вибрати якомога більшим. Також ТЕМ повинен мати низький електричний опір r , тому що по стовпчиках р- та n-типу проходить електричний струм. Підсумовуючи все сказане, можна зробити висновок, що для ТЕМ потрібне виконання таких умов: $\alpha \uparrow, \lambda \downarrow, r \downarrow$.

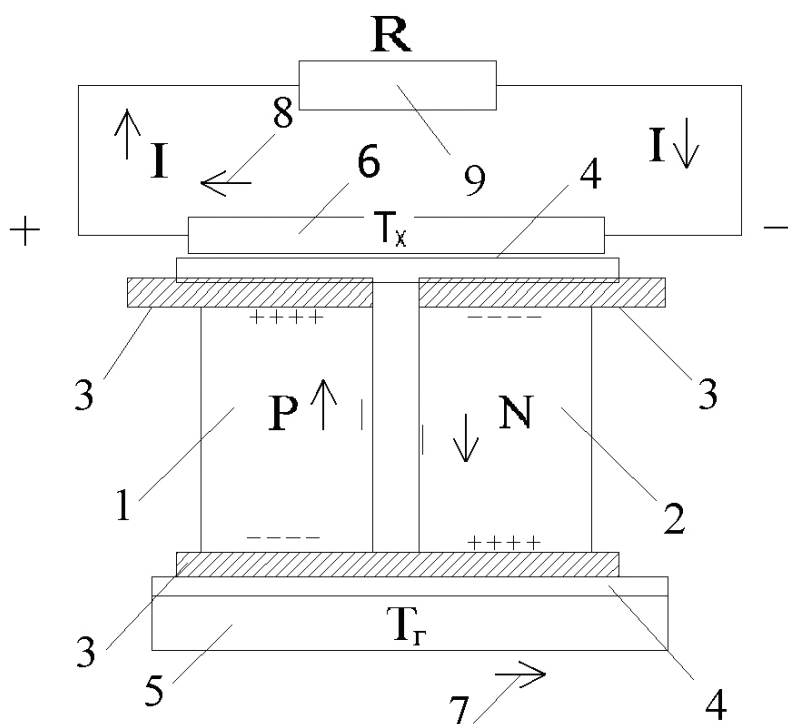


Рис. 1.2. Схема елемента ТЕЛП:

1 – напівпровідник р-типу; 2 – напівпровідник n-типу; 3 – контактні пластини; 4 – електроізоляційний шар; 5, 6 – конструкційні елементи; 7 – гарячий теплоносій; 8 – холодний теплоносій; 9 – електричне навантаження

А.Ф. Іоффе для комплексної оцінки ТЕМ запропонував ввести коефіцієнт добротності Z , $\frac{1}{\text{град}}$:

$$Z = \frac{\alpha^2}{K\tau}, \quad (1.5)$$

де α – коефіцієнт Зеєбека для певного ТЕМ, $\frac{В}{град}$;

K – коефіцієнт теплопередачі за допомогою теплопровідності для ТЕМ, $\frac{Вт}{град}$;

r – внутрішній опір ТЕМ, Ом.

Коефіцієнт Z також можна подати у вигляді

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda}, \quad (1.6)$$

де σ – електропровідність ТЕМ, $\frac{1}{Ом \cdot м}$;

λ – коефіцієнт теплопровідності для ТЕМ, $\frac{Вт}{м \cdot град}$.

Якщо термоелемент складено з p - та n -напівпровідників, тоді

$$\alpha = \alpha_p + \alpha_n; \quad (1.7)$$

$$K = K_p + K_n = (\lambda_p S_p + \lambda_n S_n) \frac{1}{l}; \quad (1.8)$$

$$r = (r_p + r_n) = \left(\frac{\rho_p}{S_p} + \frac{\rho_n}{S_n} \right) l; \quad l_p = l_n = l; \quad (1.9)$$

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n; \quad \lambda = \lambda_p + \lambda_n; \quad Z = Z_p + Z_n. \quad (1.10)$$

У цих формулах S_p, S_n – площі поперечного перерізу термостовпчиків p - та n -типу провідності, $м^2$ ($мм^2$); l_p, l_n – довжини

термостовпчиків; ρ_p, ρ_n – питомі електричні опори термостовпчиків,
 $\frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$.

На основі ефекту Зеебека можна записати, що ЕРС, яка породжена термоелементом, дорівнює

$$E = (\alpha_p + \alpha_n)(T_r - T_x) = \alpha \Delta T, \quad (1.11)$$

де T_r – температура гарячого спаю термоелемента;

T_x – температура холодного спаю термоелемента.

Тепло, яке поглинається на гарячому спаї термоелемента, Вт, згідно з ефектом Пельтьє дорівнює

$$Q_{\Pi_r} = \Pi_r I = \alpha T_r I, \quad (1.12)$$

де I – струм, який проходить по елементу, А.

Аналогічно можна записати формулу для тепла, що виділяється на холодному спаї термоелемента, В:

$$Q_{\Pi_x} = \Pi_x I = \alpha T_x I. \quad (1.13)$$

1.1.3. Вольт-амперна характеристика, потужність, ККД термоелемента

Загальний вираз для вольт-амперної характеристики термоелемента, як і для кожного генератора електричного струму, має вигляд

$$U = E - Ir, \quad (1.14)$$

де внутрішній опір термоелемента r розраховується за формулою (1.9).

Найбільш загальним режимом роботи ТЕЛП є такий режим, коли виконується умова

$$T_r = \text{const}; T_x = \text{const}.$$

Властивості ТЕМ такі, що при малому значенні E_g вони близькі до властивостей провідника, і r не залежить від струму та напруги, тобто $r = \text{const}$. Якщо це так, то рівняння (1.14) – рівняння прямої лінії, тобто вольт-амперною характеристикою ТЕЛП є пряма лінія.

Якщо $I = 0$, $\Delta T = T_r - T$, то

$$\boxed{U = U_{xx} = E = \alpha \Delta T.} \quad (1.15)$$

Це – режим холостого ходу.

$$\text{Якщо } U = 0, \text{ то } E = Ir, \text{ або } I = \frac{E}{r} = \frac{\alpha \Delta T}{r}. \quad (1.16)$$

Це – режим короткого замикання.

Рівняння (1.14) дозволяє знайти внутрішній опір елемента ТЕЛП, Ом:

$$\boxed{r = \frac{E - U}{I}.} \quad (1.17)$$

З урахуванням масштабів величина r чисельно дорівнює $\text{tg } \beta$, де β – кут нахилу ВАХ ТЕЛП до осі I (рис. 1.3).

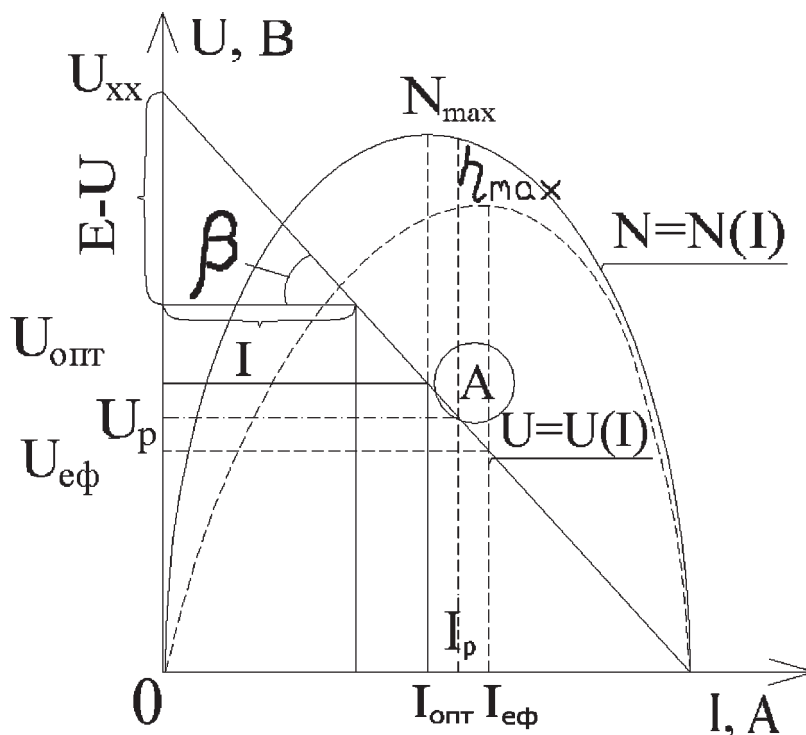


Рис. 1.3. Зовнішні характеристики ТЕЛП

Рівняння свідчить про те, що r можна знайти, відповідно обробивши ВАХ, одержану експериментальним шляхом.

Потужність елемента ТЕЛП, W_t , визначається формулою

$$N_{\text{ел}} = UI = EI - I^2 r. \quad (1.18)$$

Очевидно, що графік залежності потужності від струму – квадратична парабола (див. рис. 1.3). Максимальне значення потужності відповідає оптимальному струму, який можна знайти, взявши першу похідну від виразу (1.18) за I та прирівнявши цю похідну до нуля:

$$\frac{\partial N_{\text{ел}}}{\partial I} = E - 2Ir = 0; \quad I = I_{\text{опт}} = \frac{E}{2r} = \frac{\alpha \Delta T}{2r}. \quad (1.19)$$

Відповідно оптимальне значення напруги можна знайти за формулою

$$U_{\text{опт}} = E - I_{\text{опт}} r = \alpha \Delta T - \frac{\alpha \Delta T}{2} = \frac{E}{2} = \frac{U_{\text{хх}}}{2} = U_{\text{опт}}. \quad (1.20)$$

Рівняння (1.14) – (1.20) дають змогу розрахувати та відобразити графічно ВАХ, визначити потужність елемента ТЕЛП. Часто виникає потреба знайти значення U , I , N в окремій точці ВАХ, коли ТЕЛП працює разом з певним навантаженням зовнішнього електричного кола з фіксованим опором R . У цьому разі дуже вдалим є використання ВАХ ТЕЛП у формі, запропонованій А.Ф. Іоффе.

За законом Ома

$$I = \frac{U}{R} = \frac{E}{R+r}; \quad U = E \frac{R}{R+r} = E \frac{R}{r \left(\frac{R}{r} + 1 \right)}.$$

Позначивши $\frac{R}{r} = m$, маємо

$$\boxed{U = \alpha \Delta T \frac{m}{m+1}}; \quad (1.21)$$

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U}{rm} = \frac{\alpha \Delta T m}{(m+1)rm} = \boxed{\frac{\alpha \Delta T}{m+1} \frac{1}{r}} = I. \quad (1.22)$$

Потужність термоелемента знайдемо як

$$\boxed{N_{\text{ел}} = UI = \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{(m+1)^2} \frac{m}{r}}. \quad (1.23)$$

Якщо мати на увазі, що $\infty > m > 0$, тому що при $I_{\text{кз}} R = 0$, а при $U_{\text{ох}} R = \infty$, тобто m є функцією I або U , то співвідношення (1.21)–(1.23) – рівняння ВАХ і потужності термоелемента.

Якщо опір електричних контактів елемента ТЕЛП значний, що характерно для високотемпературних ТЕЛП, які мають контакти з легованих сталей або інших сплавів з високим опором, то рівняння ВАХ термоелемента з урахуванням втрат потужності на електричних контактах має вигляд

$$U = E - I(r + R_k), \quad (1.24)$$

а потужність термоелемента визначається формулою

$$\boxed{N_{\text{ел}} = EI - I^2(r + R_k)}, \quad (1.25)$$

де R_k – електричний опір контактів, Ом.

Енергетичний ККД елемента ТЕЛП позначимо як

$$\eta_{\text{ТЕ}} = \frac{N_{\text{ел}}}{Q_1}, \quad (1.26)$$

де Q_1 – теплова потужність, підведена до гарячого спаю ТЕЛП від стороннього джерела тепла, Вт, яку можна знайти таким чином:

$$Q_1 = Q_{\text{ПГ}} + Q_{\text{T}} - \frac{1}{2} Q_{\text{Дж}} + \dots \quad (1.27)$$

Тут подано баланс тепла на гарячому спаї елемента ТЕЛП. Зазначимо головні члени цієї суми: тепло Пельтьє $Q_{\text{ПГ}}$, яке

поглинається й перетворюється в електричний струм; тепло Q_T , яке передається на холодний спай за рахунок теплопровідності; джоулеве тепло $Q_{Дж}$, яке виділяється в термоелементі під час проходження електричного струму. Якщо вважати, що ТЕМ ізотропні, то половина цього тепла повертається на гарячий спай із термостовпчиків, тому стоїть від'ємний знак. Далі в цьому рівнянні можуть бути інші члени суми, які залежать від конкретної конструкції термоелемента, наприклад, кількість тепла, яке відводиться по електричних контактах, по корпусу тощо. Ці члени рівняння, як правило, малі, і баланс тепла на гарячому спаї має три основні складові.

Знайдемо ці складові:

$$Q_{Пг} = \alpha \Delta T_r I = \frac{\alpha^2 \Delta T}{m+1} \frac{T_r}{r}; \quad (1.28)$$

$$Q_T = K \Delta T; \quad (1.29)$$

$$Q_{Дж} = I^2 R = \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{(m+1)^2} \frac{1}{r}, \quad (1.30)$$

тоді

$$Q_1 = \frac{\alpha^2 \Delta T}{m+1} \frac{T_r}{r} + k \Delta T - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{(m+1)^2} \frac{1}{r}.$$

Виносячи головний член цієї суми – тепло Пельтьє – за дужки, одержимо

$$Q_1 = \frac{\alpha^2 \Delta T}{m+1} \frac{T_r}{r} \left(1 + \frac{kr}{\alpha^2} \frac{m+1}{T_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \frac{1}{m+1} \right) =$$

$$\boxed{= \frac{\alpha^2 \Delta T}{m+1} \frac{T_r}{r} \left(1 + \frac{m+1}{z T_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \frac{1}{m+1} \right) = Q_1.} \quad (1.31)$$

Вираз для енергетичного ККД елемента ТЕПЛ має вигляд

$$\eta_{TE} = \frac{N_{eл}}{Q_1} = \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{(m+1)^2} \frac{m}{r} \frac{(m+1)r}{\alpha^2 \Delta T^2 T_r} \frac{1}{\left(1 + \frac{m+1}{zT_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \frac{1}{m+1}\right)},$$

або після спрощень

$$\eta_{TE} = \frac{\Delta T}{T_r} \frac{m}{m+1} \frac{1}{\left(1 + \frac{m+1}{zT_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \frac{1}{m+1}\right)}, \quad (1.32)$$

де $\frac{\Delta T}{T_r} = \eta_t$ – термічний ККД відповідного циклу Карно;

$$\eta_{дн} = \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{m+1}{zT_r} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T_r} \frac{1}{m+1}} \quad (1.33)$$

– коефіцієнт досконалості напівпровідника, тобто

$$\eta_{TE} = \eta_t \eta_{дн}, \quad (1.34)$$

у сучасній техніці $\eta_{TE} \approx 0,04...0,08$, $\eta_{дн} \approx 0,15...0,25$;

zT_r – безрозмірний критерій Іоффе, який характеризує ТЕМ.

Формули (1.32) і (1.34) свідчать про те, що ТЕЛП – різновид теплової машини, що оцінюється ККД циклу Карно.

Очевидно, що η_{TE} залежить від $m = \frac{R}{r}$. Розрахунки та формула (1.32) показують, що η_{TE} має екстремальне значення при певній величині m . Ефективне значення m , при якому η_{TE} набирає максимального значення, дорівнює

$$m_{eф} = \sqrt{1 + z \frac{T_r + T_x}{2}}; \quad m_{eф} \approx 1,2...1,4, \quad (1.35)$$

а

$$\eta_{\max} = \frac{\Delta T}{T_{\Gamma}} \frac{m_{\text{еф}} - 1}{m_{\text{еф}} + \frac{T_{\text{х}}}{T_{\Gamma}}}. \quad (1.36)$$

Залежність $\eta_{\text{ТЕ}}$ від m зображено на рис. 1.4, а залежність $\eta_{\text{ТЕ}}$ від струму – на рис. 1.3.

Такі характеристики елемента ТЕЛП, як ВАХ, $N_{\text{ел}}$, $\eta_{\text{ТЕ}}$, дозволяють визначити розрахунковий або робочий режим ТЕЛП. Його доцільно вибрати між режимом максимальної потужності N_{\max} та режимом максимального ККД $\eta_{\text{ТЕ}}^{\max}$, тобто між $I_{\text{опт}}$ та $I_{\text{еф}}$. Це – режим I_p (U_p).

Кількість тепла, відведеного від холодного спаю ТЕЛП при його охолодженні, Вт, може бути знайдена аналогічним способом:

$$Q_2 = Q_{\text{Пх}} + Q_{\text{T}} + \frac{1}{2} Q_{\text{Дж}} + \dots, \quad (1.37)$$

де $Q_{\text{Пх}} = \alpha T_{\text{х}} I$, – кількість тепла Пельтьє, яке виділяється на холодному спаї термоелемента, Вт.

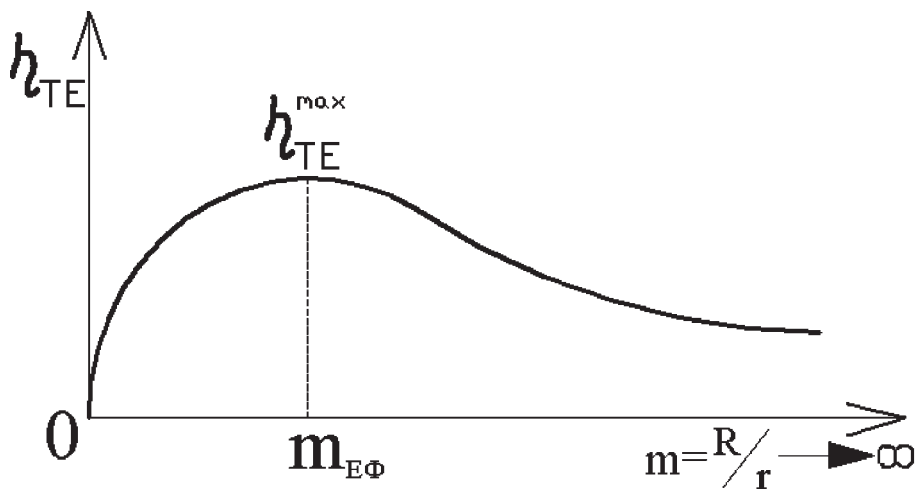


Рис. 1.4. Залежність $\eta_{\text{ТЕ}}$ від m

Теплову потужність Q_2 , Вт, також можна знайти із загальноенергетичних міркувань:

$$Q_2 = Q_1 - N_{\text{ел}}. \quad (1.38)$$

1.1.4. Особливості розрахунку батареї ТЕЛП

Для розрахунку батареї ТЕЛП є відомими:

– електрична потужність батареї $N_e^{\text{б}}$ – із діаграми енергоспоживання;

– напруга батареї U_6 , наприклад $U_6 = 28,5$ В;

– ВАХ елемента і його параметри у розрахунковому режимі $(I_p^e; U_p^e; N_p^e)$, тобто вибрані ТЕМ і конструктивні схеми елемента, батареї.

Якщо батарея складається з великої кількості елементів і має значну потужність, то доцільно сконструювати модуль, складений із деякої кількості елементів, з'єднаних у послідовні та паралельні кола. Модульна конструкція батареї дозволяє відносно легко складати цю батарею та витримувати її параметри в заданому значенні.

На рис. 1.5 зображено принципову схему модуля термоелементів, що має складальну формулу $n_e m_e$, тобто n елементів з'єднано послідовно в групу і m груп з'єднано паралельно. Для підвищення надійності модуля при відмові окремих елементів у модулі передбачено паралельні перетини.

Елементи, які з'єднані у модуль, цілком природно, мають розбіжності в характеристиках. Елементи, що мають менші напругу й потужність, при з'єднанні в модуль споживають частину енергії, яку виробляють більш досконалі елементи. Все це погіршує зовнішні електричні характеристики модуля.

Якщо модуль сконструйовано (наприклад, за формулою 10x10) і характеристики елемента відомі, то можна розрахувати електричні характеристики модуля:

$$U_p^M = U_p^e n_e \beta_u; \quad (1.39)$$

$$I_p^M = I_p^e m_e \beta_I, \quad (1.40)$$

де $\beta_u = 0,96...0,98$ – коефіцієнт, що враховує розбіжність характеристик елементів у модулі за напругою;

$\beta_I = 0,96...0,98$ – коефіцієнт, що враховує розбіжність характеристик елементів у модулі за струмом.

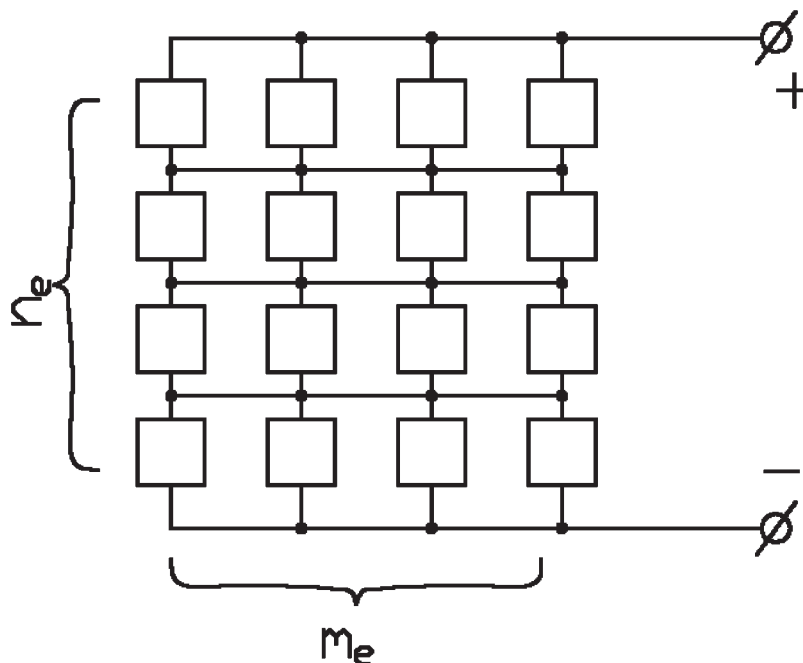


Рис. 1.5. Принципова схема модуля термоелементів

Визначаючи напругу модуля, слід враховувати падіння напруги на електричних контактах власно модуля, тобто діяти за формулою

$$U_p^M = E^M - I^M R_K^M, \quad (1.41)$$

де $E^M = E^e n^e$ - ЕРС модуля, В;

R_K^M – ефективний електричний опір контактної сітки модуля.

Далі можна знайти кількість модулів, які входять у послідовні та паралельні з'єднання цих модулів у складі термоелектричної батареї:

$$n_M = \frac{U_6}{U_p^M \beta_U^M}; \quad (1.42)$$

$$m_M = \frac{N_e^6}{U_6 I_p^M \beta_I^M} = \frac{I_6}{I_p^M \beta_I^M}, \quad (1.43)$$

де β_U^M, β_I^M – коефіцієнти взаємного впливу модулів у батареї за напругою та струмом відповідно.

Якщо модулі не підбираються за характеристиками, то β_U^M та β_I^M менші за одиницю і можуть дорівнювати кожен 0,96...0,98. Якщо модулів у батареї небагато і вони можуть індивідуально підбиратись за характеристиками, то $\beta_U^M = \beta_I^M = 1$.

Сумарна кількість модулів у батареї дорівнює

$$n_M^\Sigma = n_M m_M, \quad (1.44)$$

а загальна кількість елементів у батареї

$$n_e^\Sigma = n_e m_e n_M^\Sigma. \quad (1.45)$$

Кількість тепла, яке треба підвести до батареї ТЕЛП від стороннього джерела енергії, Вт:

$$Q_1^6 = Q_1^e n_e^\Sigma + Q_{BT}, \quad (1.46)$$

де Q_1^e – теплова потужність, підведена до одного елемента;

Q_{BT} – втрати тепла, пов'язані з конструкцією батареї.

Кількість тепла, яке треба відвести від батареї, Вт, визначається формулою

$$Q_2^6 = Q_1^6 - N_e^6, \quad (1.47)$$

а енергетичний ККД –

$$\eta_{TE}^6 = \frac{N_e^6 - I_6^2 R_{КОМ}}{Q_1^6}, \quad (1.48)$$

де $R_{\text{КОМ}}$ – електричний опір комутаційної сітки батареї ТЕЛП.

1.1.5. Особливості проектування батарей ТЕЛП

Головною перевагою батарей ТЕЛП є відсутність обертових або пересувних вузлів і деталей, які могли б спричинити реактивні сили або моменти. Це стосується також усіх безмашинних перетворювачів енергії. До переваг можна також віднести надійність, простоту конструкції, відносно низькі температури.

Недоліки батарей ТЕЛП – низький ККД, наявність сублімації ТЕМ в умовах вакууму, що потребує спеціального захисту, велика питома вага енергоустановки, яка мало залежить від потужності.

Для потреб космічної галузі доцільне використання енергоустановок на основі ТЕЛП невеликих електричних потужностей (в основному до 5 кВт), хоча можуть бути застосовані установки й більших потужностей (до 50 кВт).

Основні групи ТЕМ, які використовуються для побудови ТЕЛП, та їх основні характеристики наведено в табл. 1.1. Германієво-кремнієві елементи – високотемпературні, стійкі у вакуумі, але мають низьку добротність і низький ККД, свинцево-телурові елементи мають високий ККД, але нестійкі у вакуумі й важкі.

На рис. 1.6 – 1.9 показано принципові схеми термоелектричних генераторів струму, які по-різному компонуються з первинними джерелами теплової енергії та холодильниками.

Енергетичний ККД сучасних ТЕЛП становить 8...12 %, тобто низький, тому слушною є проблема його підвищення. Одним із засобів підвищення ККД ТЕЛП є використання шаруватих елементів. Сенс цього заходу полягає в тому, що вздовж термостовпчиків залежно від температури підбираються ТЕМ з максимальними коефіцієнтами добротності (рис. 1.10). ККД такого елемента може досягати 17 %.

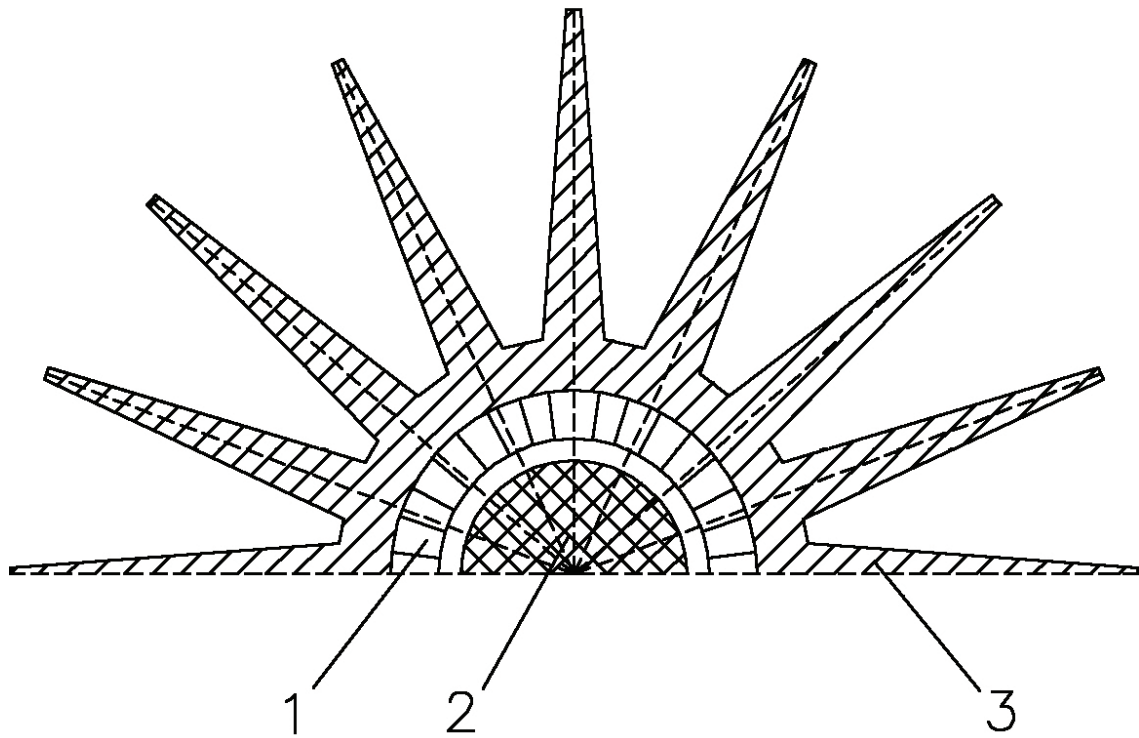


Рис. 1.6. Схема генератора ТЕЛП без теплоносія:
 1 – батарея ТЕЛП; 2 – радіоізотопний реактор; 3 – ребристий випромінювач

Підвищити ККД генератора ТЕЛП можна також, використовуючи принцип каскадування. Він полягає в тому, що батареї ТЕЛП за тепловим потоком з'єднуються послідовно, тобто тепло, яке відводиться від попереднього ТЕЛП, підводиться до наступного (рис. 1.11). Очевидно, що ККД такої батареї буде вищим, ніж ККД поодинокі батареї, тому що тепло, яке відводиться від холодних спаїв цієї батареї, використовується для одержання електричного струму за допомогою низькотемпературних батарей.

ККД каскадної батареї визначається формулою

$$\eta_{\Sigma} = \frac{Q_1 - Q_{2n}}{Q_1} = 1 - \frac{Q_{2n}}{Q_1}, \quad (1.49)$$

або

$$\frac{Q_{2n}}{Q_1} = 1 - \eta_{\Sigma}. \quad (1.50)$$

Основні ТЕМ напівпровідників, які використовуються у ТЕЛП [1, 9]

Назва напівпровідника	Умовна формула	Температура спаїв, °С		Добротність, Z_t , °С
		холодного	гарячого	
Германієво-кремнієвий	Ge-Si	260	800...850	0,4...0,6
Свинцево-телуридовий	Pb-Te	175	400...530	1,0
Германієво-кремнієво-свинцево-телуридовий	Ge-Si-Pb-Te	247	800...820	0,8
Свинцево-олов'яно-телуридовий	Pb-Sn-Te	200	650	0,9...1,0

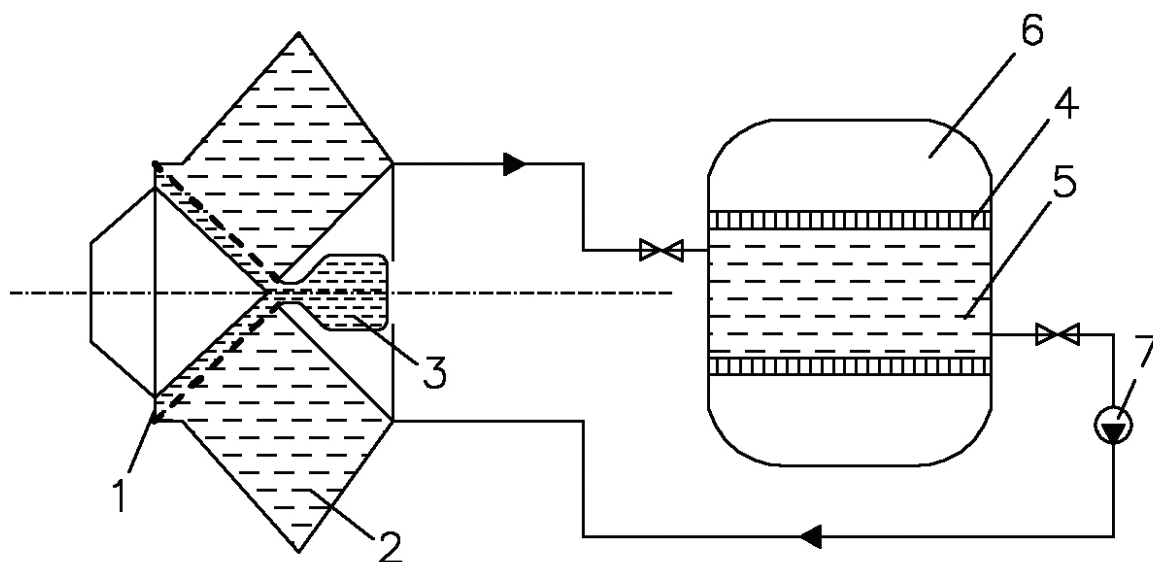


Рис. 1.7. Схема генератора ТЕЛП з гарячим теплоносієм:
 1 – приймач сонячного проміння; 2 – бак з теплоносієм; 3 – компенсатор розширення теплоносія; 4 – батарея ТЕЛП; 5 – бак з теплоносієм; 6 – ребро випромінювача; 7 – циркуляційна помпа

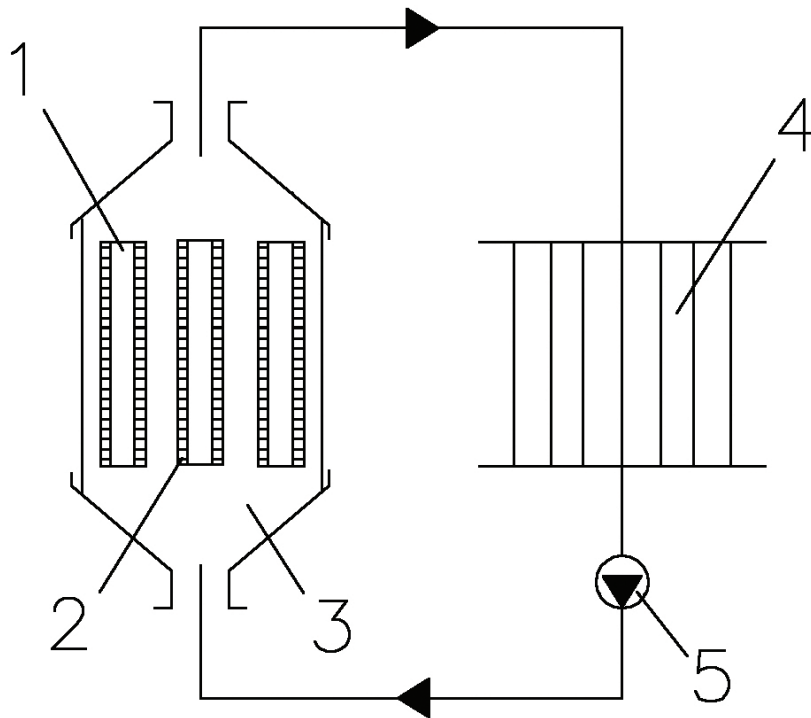


Рис. 1.8. Схема генератора ТЕЛП з холодним теплоносієм:
 1 – радіоізотопні капсули; 2 – батареї ТЕЛП; 3 – корпус генератора ТЕЛП; 4 – холодильник-випромінювач; 5 – циркуляційний насос

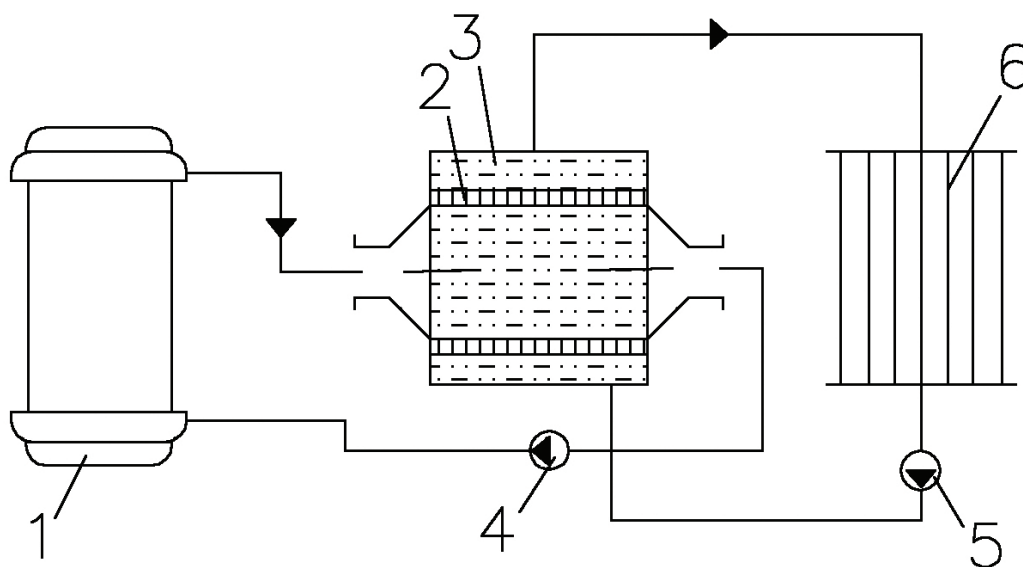


Рис. 1.9. Схема генератора ТЕЛП з гарячим і холодним теплоносіями:
 1 – ядерний реактор з гарячим теплоносієм; 2 – батарея ТЕЛП; 3 – корпус генератора ТЕЛП з холодним теплоносієм; 4, 5 – насоси; 6 – холодильник-випромінювач

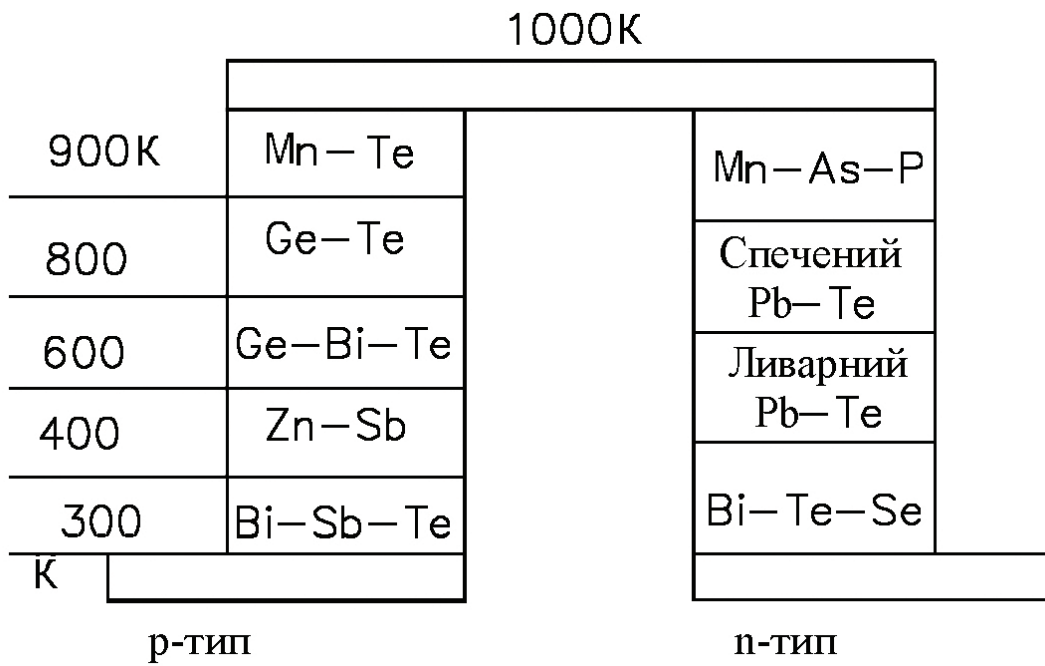


Рис. 1.10. Схема шаруватого ТЕЛП

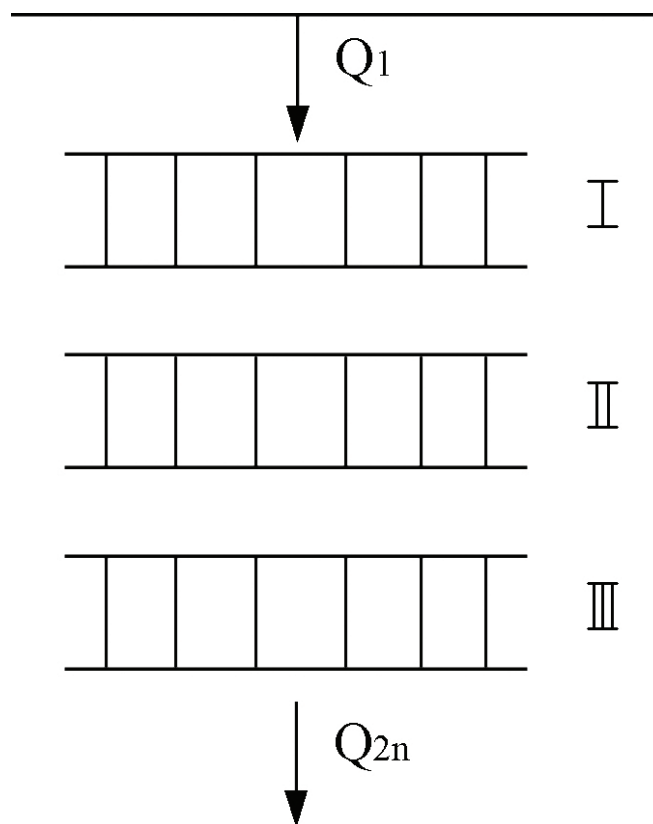


Рис. 1.11. Схема каскадної термоелектричної батареї

Відношення $\frac{Q_{2n}}{Q_1}$ можна записати через проміжні теплові

потоки:

$$\frac{Q_{2n}}{Q_1} = \frac{Q_{2I}}{Q_1} \cdot \frac{Q_{2II}}{Q_{2I}} \cdot \frac{Q_{2III}}{Q_{2II}} \cdot \dots \cdot \frac{Q_{2n}}{Q_{2(n-1)}}$$

Замінюючи відношення кількостей теплоти різницями $(1 - \eta)$ за (1.50), маємо

$$1 - \eta_{\Sigma} = (1 - \eta_I)(1 - \eta_{II})(1 - \eta_{III}) \dots (1 - \eta_n),$$

або

$$\eta_{\Sigma} = 1 - (1 - \eta_I)(1 - \eta_{II})(1 - \eta_{III}) \dots (1 - \eta_n);$$

$$\eta_{\Sigma} = \eta_I(1 - \eta_{II})(1 - \eta_{III})(1 - \eta_{IV}) \dots (1 - \eta_n). \quad (1.51)$$

Вираз (1.51) можна перетворити на таку форму:

$$\begin{aligned} \eta_{\Sigma} = & \eta_I + \eta_{II}(1 - \eta_I) + \eta_{III}(1 - \eta_I)(1 - \eta_{II}) + \dots \\ & \dots + \eta_n(1 - \eta_I)(1 - \eta_{II}) \dots (1 - \eta_{n-1}). \end{aligned} \quad (1.52)$$

Формули (1.51) і (1.52) дозволяють розрахувати ККД каскадної батареї η_{Σ} , якщо відомі ККД кожного каскаду.

Найпоширенішими є батареї, які мають два каскади. Тоді

$$\eta_{\Sigma} = \eta_I + \eta_{II}(1 - \eta_I). \quad (1.53)$$

У багатокаскадному генераторі електрична комутація може здійснюватись різними способами:

- незалежне підімкнення споживачів до кожного каскаду;
- послідовне підімкнення каскадів, якщо вони мають близькі значення електричного струму;
- паралельне підімкнення каскадів, якщо вони мають близькі значення напруги.

Важливою проблемою при виготовленні елементів ТЕЛП є сумісність напівпровідників з конструкційними елементами, бо насичення напівпровідників легуючими домішками із контактів тощо дуже сильно впливає на їх властивості.

Важливим чинником є також стійкість до випарювання ТЕМ при високих температурах, особливо в умовах космічного вакууму. Для більшості ТЕМ оптимальне відношення температур становить

$$\left(\frac{T_x}{T_r} \right)_{\text{опт}} = 0,35 \dots 0,5.$$

При конструюванні термоелектричних генераторів струму можуть бути використані теплові труби в системах підведення та відведення тепла.

1.2. Фотоелектричні генератори струму

1.2.1. Фотоелектричні явища

Фотоелектричні генератори струму створені на основі напівпровідників із забороненою зоною завширшки $E_g = 1,1 \dots 1,6$ еВ. Ці напівпровідники реагують на світло, утворюючи потік фотоелектронів і дірок, тобто вони працюють на основі явища фотоелектричного ефекту, яке полягає в тому, що кванти світла вибивають електрони з поверхні матеріалу (поверхневий фотоелектричний ефект) або з його маси (внутрішній фотоелектричний ефект). Електрони та дірки розділяються й прискорюються на р-п-переході (рис. 1.12). Цей ефект відомий як фотоелектричний ефект замикаючого шару (вентильний фотоелектричний ефект). Такі властивості мають арсенід галію GaAs, кремній Si, CdS, CdTe, CuS та інші сполуки, з яких виготовляють фотоелементи (ФЕ).

Бачимо, що електрони йдуть з діркового напівпровідника до електронного, а дірки, навпаки, з електронного до діркового, тобто

електричний струм створюється невласними носіями електричних зарядів. Електрони та дірки прискорюються на енергетичних рівнях Φ_{K1} та Φ_{K2} .

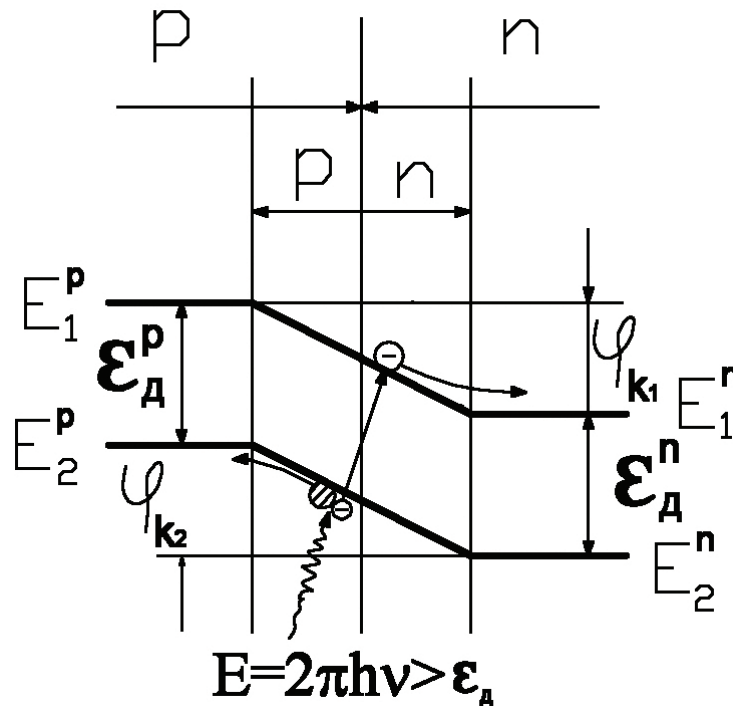


Рис. 1.12. Утворення носіїв зарядів та їх прискорення на р-п-переході

На принциповій схемі фотоелемента (рис. 1.13) h – товщина напівпровідника з р-типом провідності (база), w – товщина напівпровідника з n-типом провідності (передній шар). Цей шар одержано шляхом насичення бази донорними домішками, які створюють у базі n-тип провідності. Для кремнію, який має р-тип провідності, такими домішками є атоми фосфору та миш'яку.

На освітленому боці ФЕ з n-провідністю розміщено контактну сітку з металу у вигляді гребінки (рис. 1.13, 1.14), а на протилежному – суцільний тильний контакт 2. Освітлений бік фотоелемента покритий скляною пластинкою 3, яка захищає напівпровідник від впливу навколишнього середовища. На скляну пластинку наносять багат шарові просвітлювальні та терморегулювальні покриття. ФЕ

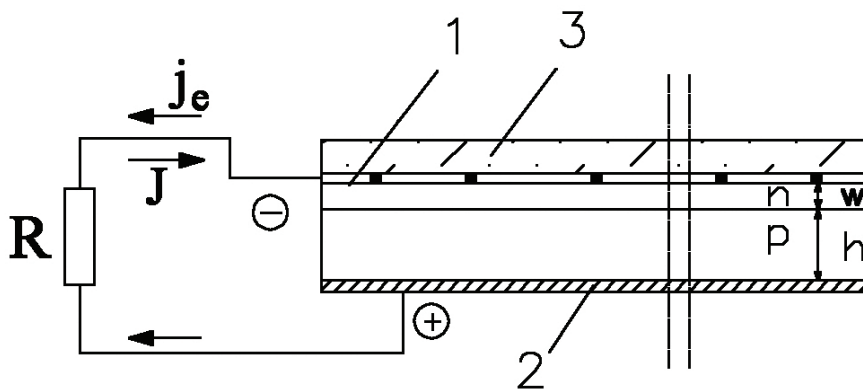


Рис. 1.13. Принципова схема фотоелемента:
1 – передній контакт; 2 – тильний контакт; 3 – захисне скло

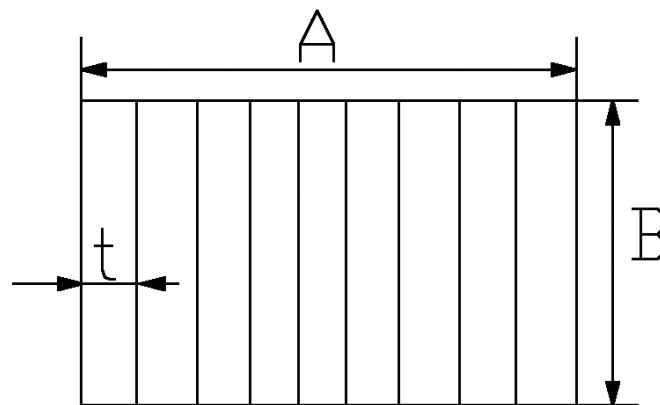


Рис. 1.14. Схема контактної сітки фотоелемента

різноманітні за розміром і формою. Найпоширенішими є прямокутні ФЕ з контактною сіткою з кроком $t = 1,5 \dots 5$ мм і розміром $A \times B = 20 \times 25, 25 \times 30, 30 \times 40$ мм і навіть 90×90 мм. Товщини пластин ФЕ із монокристалічних, полікристалічних та аморфних напівпровідників досягають $h = 0,2 \dots 0,3$ мм; $W = (0,2 \dots 0,3) \cdot 10^{-3}$ мм. Зараз є тонкі фотоелементи завтовшки $0,05 \dots 0,1$ мм, тобто їх товщина наближається до довжини вільного пробігу фотоелектрона у напівпровіднику.

1.2.2. Вольт-амперна характеристика фотоелемента

Вольт-амперна характеристика ФЕ має нелінійний вигляд (рис. 1.15). Якщо

$$U = E - Ir,$$

то це свідчить про те, що внутрішній опір ФЕ r є функцією I та U , тобто залежить від режиму роботи фотоелемента.

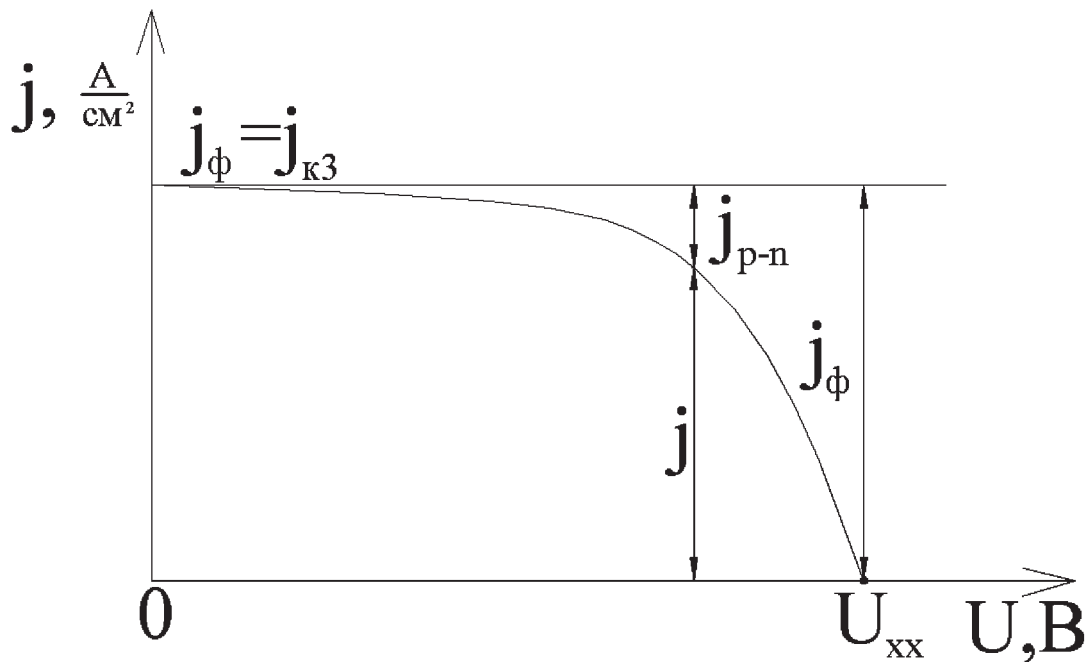


Рис. 1.15. Вольт-амперна характеристика фотоелемента

Із рис. 1.15 також бачимо, що

$$j_{\phi} = j + j_{p-n}, \quad (1.54)$$

де j_{ϕ} – фотострум, або струм короткого замикання ФЕ, $\frac{A}{M^2}$;

j – струм фотоелемента;

j_{p-n} – струм через p-n-перехід фотоелемента.

На основі формули (1.54) можна відобразити елементарну еквівалентну електричну схему фотоелемента, який є генератором постійного струму j_{ϕ} . Цей струм розтікається паралельно по резистивному навантаженню R і вентильному р-п-переходу (рис. 1.16).

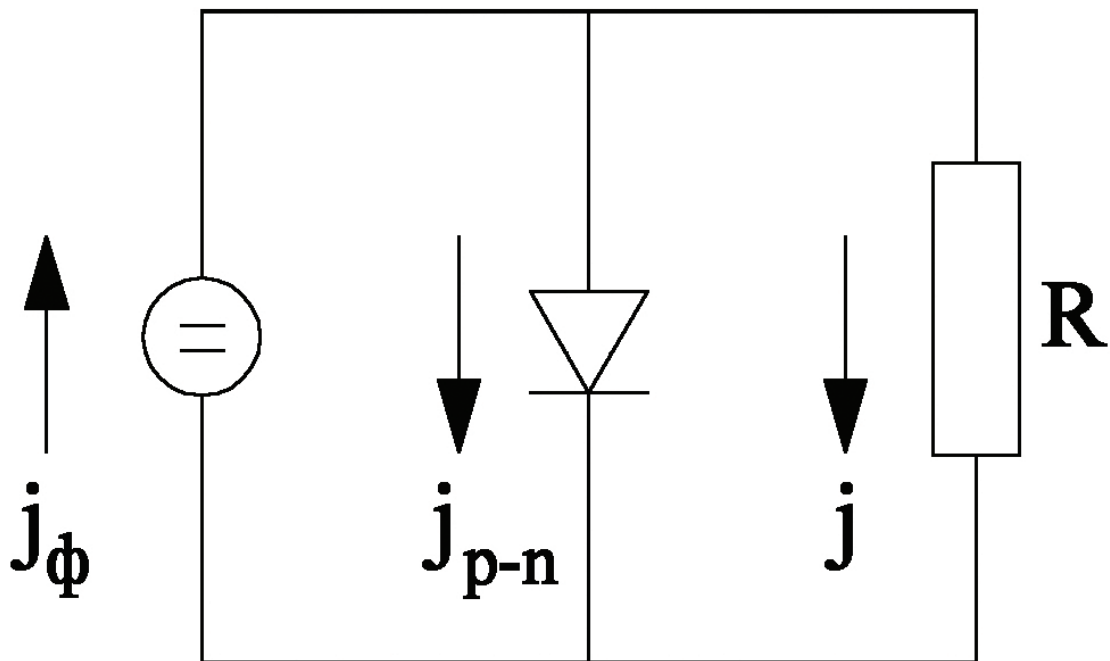


Рис. 1.16. Еквівалентна електрична схема фотоелемента

ВАХ р-п-переходу можна одержати, якщо через ФЕ пропустити постійний струм і заміряти його напругу та силу, змінюючи ці величини за допомогою резистора змінного опору. Така характеристика (рис. 1.17) називається темною, тому що її знято без освітлення. Видно, що при $U = 0$ $j = j_s$. Ця величина зв'язана з тепловим рухом носіїв зарядів через р-п-перехід і має назву струму насичення.

Темнова характеристика ФЕ, $\frac{A}{cm^2}$, достатньо точно описується експоненціальним законом

$$j_{\text{темн}} = j_s \cdot e^{\frac{qU}{AkT_2}}, \quad (1.55)$$

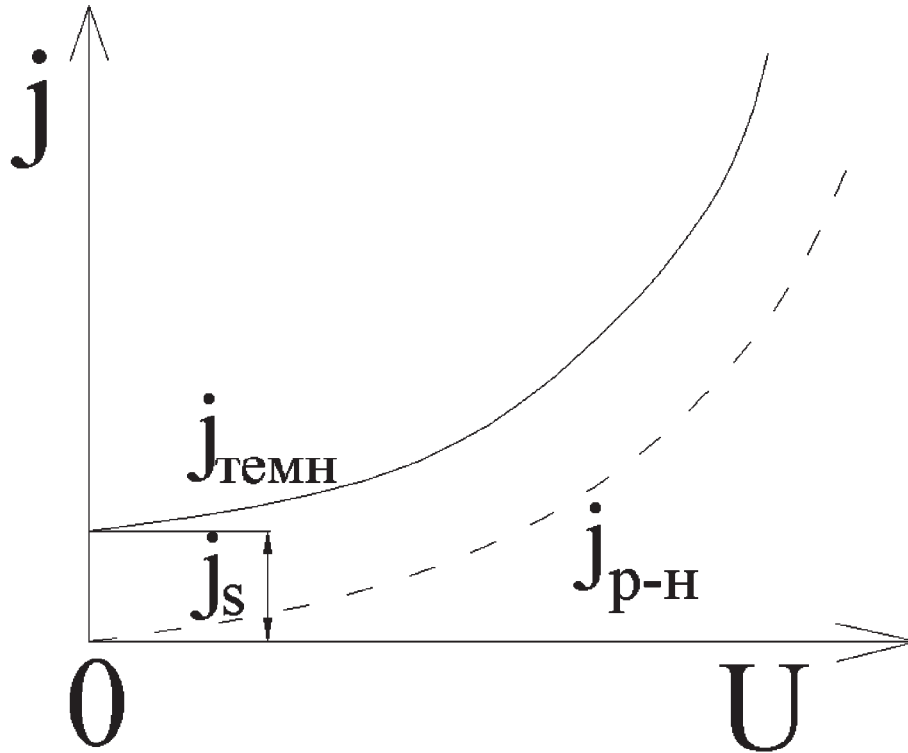


Рис. 1.17. Темнова характеристика ФЕ

де q – заряд електрона, Кл; U – напруга на фотоелементі, В; A – константа, яка залежить від фотоелектричного матеріалу (для сучасних кремнієвих та арсенід-гелієвих напівпровідників дорівнює 2); k – стала Больцмана; T_2 – температура ФЕ, К.

Як видно з рис. 1.17, вираз для струму через р-п-перехід має вигляд

$$j_{p-n} = j_s \cdot e^{\frac{qU}{AkT_2}} - j_s = j_s \left(e^{\frac{qU}{AkT_2}} - 1 \right),$$

тоді на основі виразу (1.54) рівняння ВАХ ФЕ можна записати так:

$$j = j_{\phi} - j_{p-n} = j_{\phi} - j_s \left(e^{\frac{qU}{AkT_2}} - 1 \right), \quad (1.56)$$

де j - густина струму, $\frac{A}{cm^2}$.

Розв'язавши рівняння (1.56) відносно U , одержимо

$$U = \frac{AkT_2}{q} \ln \left(\frac{j_{\phi} - j}{j_s} + 1 \right). \quad (1.57)$$

Якщо врахувати втрати електроенергії на електричних контактах ФЕ та розтікання струму по передньому легованому шару з n-провідністю, то рівняння ВАХ ФЕ можна записати як

$$U = \frac{AkT_2}{q} \ln \left(\frac{j_{\phi} - j}{j_s} + 1 \right) - jF_e (R_p + R_k) \quad (1.58)$$

Тут F_e – площа поверхні фотоелемента, m^2 ;

R_p – опір легованого шару, Ом;

R_k – опір електричних контактів фотоелемента, Ом.

Якщо $j = 0$, то напруга холостого ходу визначається формулою

$$U = U_{xx} = \frac{AkT_2}{q} \ln \frac{j_{\phi}}{j_s}. \quad (1.59)$$

За допомогою рівняння (1.58) можна розрахувати ВАХ ФЕ, якщо задати струм j у вигляді ряду в межах $j_{\phi} > j > 0$ і знайти величини

j_{ϕ} та j_s .

1.2.3. Розрахунок фотоструму при монохроматичному освітленні фотоелемента

Фотострум j_{ϕ} значною мірою залежить від характеристик джерела світла. Найбільш значною характеристикою освітлювача є

спектральна інтенсивність, тобто густина потужності, яка припадає на кожну довжину хвилі світла, або частоту хвилі. Ця величина позначається $G_0(\nu, T_1)$, $\frac{\text{Вт} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}$, тобто вона залежить від частоти хвилі світла та середньої температури T_1 джерела світла. Більшість гарячих джерел світла моделюється абсолютно чорним тілом, спектральна інтенсивність, $\frac{\text{Вт} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}$, якого описується рівнянням

Планка:

$$G_0(\nu, T_1) = \frac{(2\pi)^2 \hbar}{C^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{\frac{2\pi\hbar\nu}{kT_1}} - 1}, \quad (1.60)$$

де $\hbar = 1,06 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – стала Планка;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана;

$C = 3 \cdot 10^{10}$ см/с – швидкість світла у вакуумі;

ν – частота хвилі світла, с^{-1} ;

T_1 – температура джерела світла, К.

Сенс розрахунку j_{ϕ} полягає в такому. Треба знайти ту енергію

джерела світла, яка може породити фотоелектрони, з урахуванням основних втрат енергії. Поділивши цю енергію на мінімальну енергію, що може породити фотоелектрони, одержимо кількість електронів й перейдемо до визначення електричного струму j_{ϕ} . Спочатку задачу

розв'яжемо для монохроматичного освітлення. Інтегруючи одержані рівняння в спектральній смузі пропускання фотоелемента, знайдемо фотострум j_{ϕ} , генерований фотоелементом при поліхроматичному білому освітленні.

Мінімальна енергія світла, що може породити одну пару „електрон–дірка”, Дж, визначається формулою

$$E_{\min} = 2\pi\hbar\nu_0 = E_0, \quad (1.61)$$

де $\nu_0 = \frac{E_0}{2\pi\hbar}$ – порогова частота світла, яке може створити пару „електрон–дірка”, відома як червона межа фотоелементу, с^{-1} .

Частота монохроматичного світла $\Delta\nu$, яке освітлює фотоелемент і прилягає до червоної межі ν_0 (рис. 1.18), може бути знайдена з таких міркувань. Спостережено, що енергія світла з частотою $\Delta\nu$ мала й лежить у межах теплової енергії носіїв заряду у фотоелементі з температурою T_2 , тобто

$$E = 2\pi\hbar\Delta\nu = kT_2, \quad (1.62)$$

звідки

$$\Delta\nu = \frac{kT_2}{2\pi\hbar}, \quad (1.63)$$

причому одиницею частоти світла є $[\Delta\nu] = 1 \cdot \text{с}^{-1}$, оскільки в (1.62) $[E] = 1 \text{ Дж} = 1 \text{ ВТ} \cdot \text{с}$.

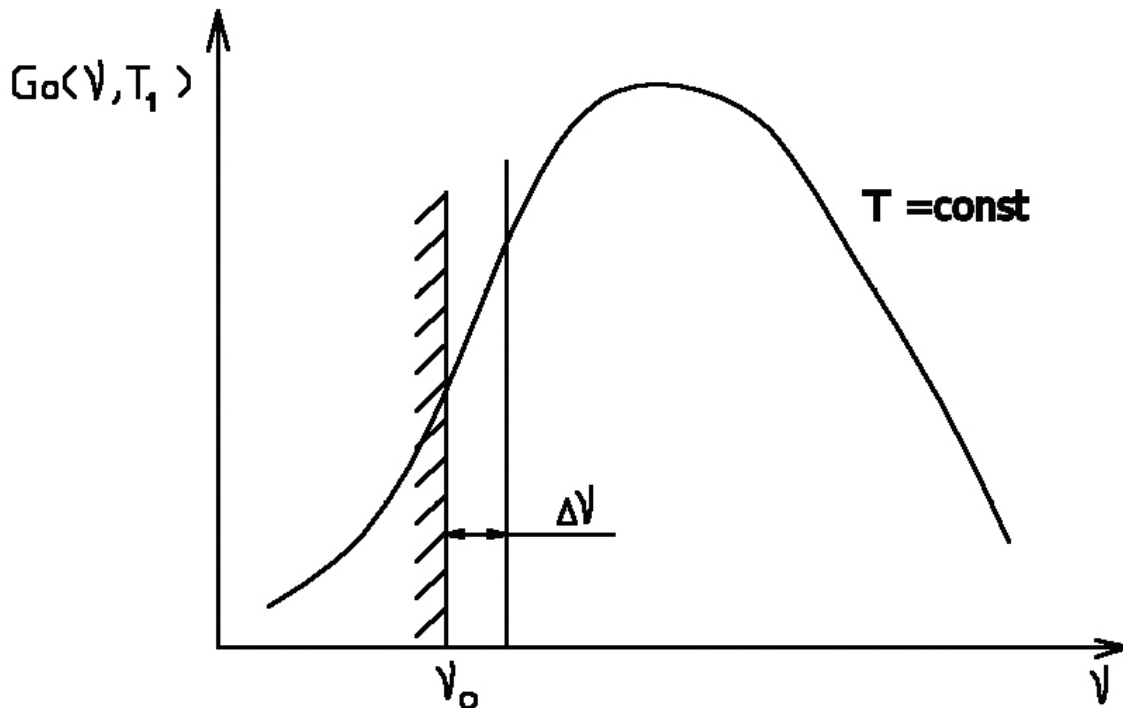


Рис. 1.18. Спектральна інтенсивність джерела світла

Тоді енергію освітлювача, що може породити фотоелектрони, $\frac{Вт}{см^2}$, можна знайти за формулою

$$E_{\phi} = G_0(v_0 T_1) \Delta v = G_0(v_0 T_1) \frac{kT_2}{2\pi\hbar}. \quad (1.64)$$

Якщо врахувати поглинання світла у напівпровідниковій пластинці фотоелектричного матеріалу завтовшки $h+w$ (див. рис. 1.13) та багаторазове відбиття світла від суцільного металевого тильного контакту або повне внутрішнє відбиття світла у цій пластинці, то енергія світла, що породжує носії зарядів, $\frac{Вт}{см^2}$, дорівнюватиме

$$E_{\phi}^{\Sigma} = G_0(v_0 T_1) \frac{kT_2}{2\pi\hbar} \alpha_{e\phi} (h+w) 4(n^0)^2, \quad (1.65)$$

де $\alpha_{e\phi}$ – коефіцієнт поглинання світла частотою $v_0 + \Delta v$ у напівпровіднику, $см^{-1}$;

n^0 – коефіцієнт заломлення світла частотою $v_0 + \Delta v$ у напівпровіднику.

Потік фотоелектронів, $\frac{Вт}{см^2 \cdot Вт \cdot с}$, породжених енергією E_{ϕ}^{Σ} , дорівнює

$$\Phi_{\phi} = \frac{E_{\phi}^{\Sigma}}{E_{min}} = G_0(v_0 T_1) \frac{kT_2}{2\pi\hbar} \alpha_{e\phi} (h+w) 4(n^0)^2 \frac{1}{2\pi\hbar v_0}. \quad (1.66)$$

Помноживши цей потік на заряд електрона $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, одержимо величину фотоструму j_{ϕ} ($1 \text{ Кл}/см^2 \cdot с = 1 \text{ А}/см^2$):

$$j_{\Phi} = q\Phi_{\Phi} = G_0(v_0 T_1) \frac{kT_2}{2\pi\hbar} \alpha_{\text{еф}} (h + w) \frac{4(n^0)^2}{2\pi\hbar v_0} q. \quad (1.67)$$

Дійсне значення фотоструму повинно корегуватись експериментом.

1.2.4. Розрахунок фотоструму при поліхроматичному сонячному освітленні фотоелемента

Якісну картину спектральної інтенсивності сонячного світла зображено на рис. 1.19. Сонячне світло має суцільний спектр з багатьма зонами поглинання при різних частотах. Ця картина змінюється з часом. Середньостатистична картина подається в багатьох книгах і довідкових матеріалах. Спектральна інтенсивність сонячного світла досить досконало описується відповідною інтенсивністю випромінювання абсолютно чорного тіла з температурою $T_c = 5800 \text{ K}$.

Спектральна смуга пропускання фотоелемента визначається в такий спосіб, щоб спектральна інтенсивність джерела світла при $\nu = \nu_k$ (короткохвильове випромінювання) не була меншою, ніж при червоній межі фотоефекту, як показано на рис. 1.19.

Якщо вираз для фотоструму j_{Φ} , одержаний при монохроматичному освітленні (1.67), зінтегрувати для усіх частот у межах смуги пропускання $\nu \dots \nu_k$, то одержимо j_{Φ} . При інтегруванні треба

вважати, що $G_c(\nu, T_c), \alpha_{\text{еф}}, n^0$ є функціями від частоти випромінювання ν , тобто

$$j_{\Phi} = \int_{\nu_0}^{\nu_k} q G_c(\nu T_c) d\nu \frac{\alpha_{\text{еф}}(\nu)(h + w) 4(n^0(\nu))^2}{2\pi\hbar\nu} =$$

$$= \frac{2(h+w)}{\pi\hbar} q \int_{\nu_0}^{\nu_K} G_c(\nu T_c) \alpha_{\text{ef}}(\nu) (n^0(\nu))^2 \frac{d\nu}{\nu}. \quad (1.68)$$

Вигляд функцій $\alpha_{\text{ef}}(\nu), n^0(\nu)$ наведено у книжках з оптики й теорії фотоструму, наприклад [14].

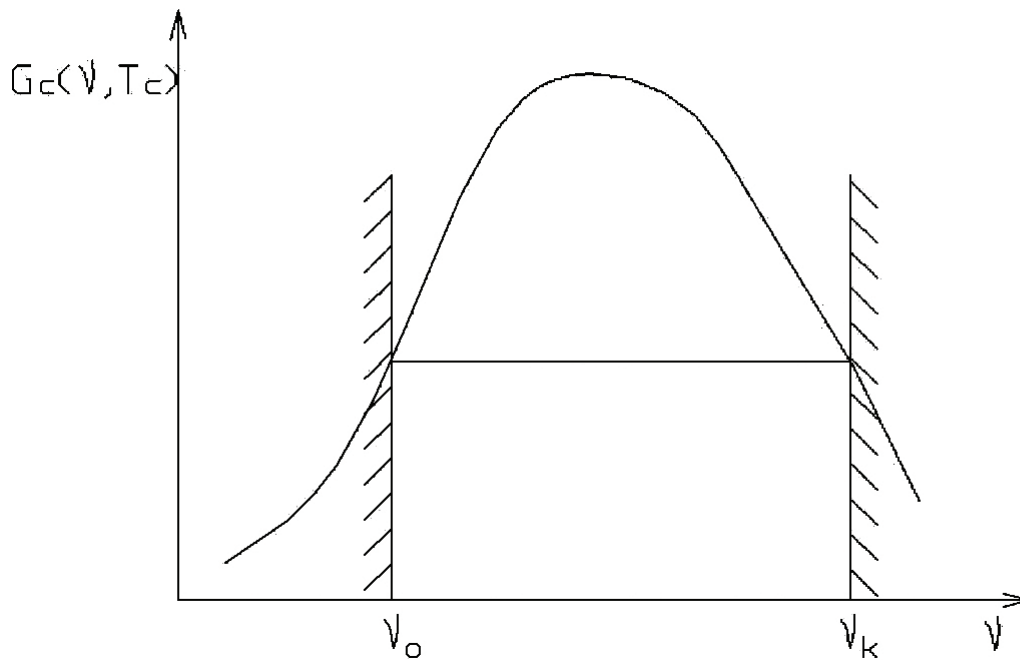


Рис. 1.19. Якісна картина спектральної інтенсивності сонячного світла

Існує метод розв'язання рівняння (1.68), побудований на основі середніх показників [14], сенс якого полягає у тому, що фотострум знаходять як

$$j_{\Phi} = j_{\Phi 0} \left(1 - \sum_{i=1}^n \beta_i \right), \quad (1.69)$$

де

$$j_{\Phi 0} = q Q g_0. \quad (1.70)$$

Функція генерації струму, $\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$,

$$g_0 = \frac{G_c(\lambda_{\text{сер}})(\lambda_0 - \lambda_k)}{2\pi\hbar \frac{c}{\lambda_{\text{сер}}}} \quad (1.71)$$

являє собою потік фотоелектронів, породжених середньою енергією квантів світла у межах смуги пропускання фотоелемента $\nu_0 \dots \nu_k$. При розрахунках значення $G_c(\lambda_{\text{сер}})$ беруть із таблиць характеристик сонячного світла при

$$\lambda_{\text{сер}} = \frac{\lambda_0 + \lambda_k}{2}. \quad (1.72)$$

У виразі (1.70) коефіцієнт збирання зарядів із бази

$$Q = \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}, \quad (1.73)$$

де α – коефіцієнт поглинання світла із $\lambda_{\text{сер}}$ у напівпровіднику, $\frac{1}{\text{см}}$;

L_n – довжина середнього пробігу електронів у напівпровіднику, яка для кремнію та арсеніду гелію дорівнює $(25 \dots 70) \cdot 10^{-4}$ см. Величина Q визначає поглинання світла у напівпровіднику без породження носіїв зарядів. Коефіцієнти $\beta_i < 1$ визначають втрати квантів світла у фотоелементі. Основні із них такі:

$$\boxed{\sum_{i=1}^n \beta_i = \beta_k + \beta_{\text{відб}} + \beta_{\text{погл}} + \beta_{\text{б}} + \beta_{\text{пер}}}, \quad (1.74)$$

де $\beta_k = \frac{F_k}{F_e} = 0,04 \dots 0,06$ – коефіцієнт втрат фотонів при відбиванні

від контактної сітки, нанесеної на передній шар фотоелемента;

$\beta_{\text{відб}} = 0,05 \dots 0,08$ – коефіцієнт втрат фотонів при відбиванні від переднього шару фотоелемента із урахуванням просвітлення,

який розраховується як відношення кількості відбитих активних фотонів до повного потоку фотонів із робочої зони сонячного спектра:

$$\beta_{\text{відб}} = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} R^0(\nu) \frac{G_c(\nu)}{2\pi\hbar\nu} d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{G_c(\nu)}{2\pi\hbar\nu} d\nu}, \quad (1.75)$$

де $R^0(\nu)$ – коефіцієнт відбиття від напівпровідника, покритого просвітлювальною плівкою.

Інші коефіцієнти ряду (1.74) визначаються аналогічним чином. Враховуючи апроксимацію (1.60) для $G_c(\nu)$ і проводячи чисельне інтегрування виразів типу (1.75), можна одержати формули для розрахунку коефіцієнтів β_i , які мають точність приблизно 10 %. Ці формули наведено у праці [14].

Інші коефіцієнти β_i у виразі (1.74) такі:

$\beta_{\text{погл}} = 0,03 \dots 0,06$ – коефіцієнт поглинання фотонів у передньому шарі без генерації носіїв зарядів;

$\beta_{\text{б}} = 0,05 \dots 0,1$ – коефіцієнт рекомбінаційних втрат носіїв зарядів у базі;

$\beta_{\text{пер}} = 0,05 \dots 0,07$ – коефіцієнт рекомбінаційних втрат носіїв зарядів у передньому шарі.

Наявність рекомбінаційних втрат пояснюється тим, що електрони, з'єднавшись з дірками з випромінюванням теплової енергії, не досягають р-п–переходу, аби прискоритись і виконати корисну роботу в електричному навантаженні фотоелемента.

1.2.5. Розрахунок струму насичення

Існують методики розрахунку j_s , які ґрунтуються на уявленні променевої рекомбінації електронів і дірок, коли електрон із зони провідності повертається у валентну зону, з'єднуючись із діркою й випромінюючи тепловий квант при температурі фотоелемента T_2 . У цих методиках сам фотоелемент є джерелом випромінювання зі спектральною інтенсивністю $G_0(v_0, T_2)$, яка апроксимується рівнянням (1.60). При цій апроксимації струм j_s можна знайти аналогічно струму j_ϕ , тобто спочатку розрахувати j_s при монохроматичній рекомбінації, а далі перейти до поліхроматичної рекомбінації, інтегруючи одержані рівняння у смузі пропускання фотоелемента.

В інженерній практиці знайшла застосування інша методика, яка ґрунтується на експерименті та теорії подібності. Струм j_s , A/cm^2 , можна розглядати як алгебричну суму струмів електронів і дірок через p-n-перехід:

$$j_s = j_s^n - j_s^p, \quad (1.76)$$

де $j_s^n = q \frac{h}{\tau_p} n_p$ – струм електронів, які йдуть із діркового

напівпровідника в електронний, A/cm^2 ;

$j_s^p = q \frac{W}{\tau_n} P_n$ – струм дірок, які йдуть із електронного

напівпровідника в дірковий, A/cm^2 .

Тут h – товщина бази, см; w – товщина переднього шару, см; τ_n – час життя електрона, с; τ_p – час життя дірки, с; n_p – концентрація електронів у дірковому напівпровіднику, см^{-3} ; P_n – концентрація дірок в електронному напівпровіднику, см^{-3} .

Якщо $w \ll h$, то струмом дірок нехтують і струм насичення j_s , А/см^2 , розраховують за допомогою рівняння

$$j_s = j_s^n = q \frac{h}{\tau_n} n_p. \quad (1.77)$$

Звичайно $h = 0,2 \dots 0,5$ мм. Для тонких фотоелементів $h \approx 0,05$ мм, $\tau_n \sim 10^{-6}$ с, $n_p \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Для сучасних фотоелементів

$$j_\phi \approx 40 \dots 50 \text{ мА/см}^2; j_s = 10^{-3} \dots 10^{-4} \text{ мА/см}^2; U_{\text{хх}} \approx 0,5 \dots 0,6 \text{ В.}$$

1.2.6. Залежність ВАХ фотоелемента від рівня освітленості та температури

Зміна освітленості ФЕ при незмінній температурі спричиняє зміну фотоструму (струму короткого замикання) і практично не впливає на напругу холостого ходу (рис. 1.20). Це пояснюється тим, що при незмінній температурі струм насичення j_s не змінюється, а фотострум j_ϕ зростає при збільшенні рівня освітленості, тому що при цьому зростає кількість світлових квантів усіх частот.

Вигляд ВАХ ФЕП на рис. 1.20 очевидний із аналізу рівнянь ВАХ (1.58), (1.59).

Освітленість E можна змінювати за допомогою джерела світла при штучному освітленні або шляхом зміни відстані від джерела світла, кута орієнтації ФЕ ϕ відносно джерела світла з

використанням концентраторів світла, якщо джерело світла має сталі характеристики, як, наприклад, сонячне світло.

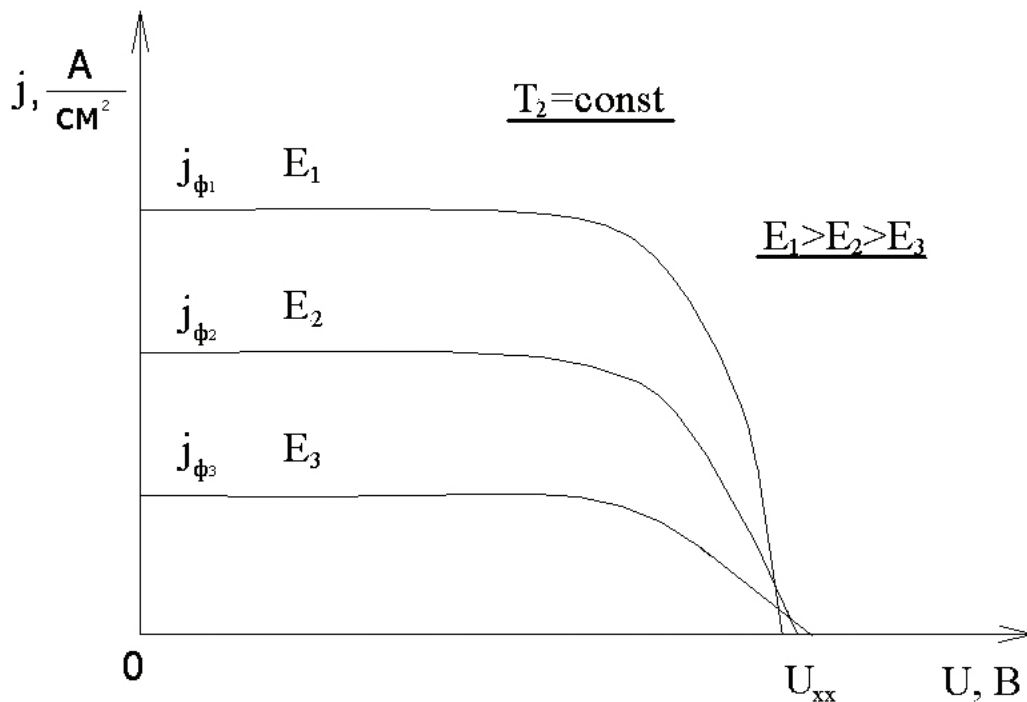


Рис. 1.20. Залежність ВАХ ФЕП від освітленості E при незмінній температурі фотоелемента T_2

Якщо змінювати кут φ орієнтації сонячної батареї на Сонце, то ВАХ ФЕП може бути описана очевидним рівнянням

$$j_{\varphi} = j \cos \varphi = \left[j_{\phi} - j_s \left(e^{\frac{qu}{AkT_2}} - 1 \right) \right] \cos \varphi. \quad (1.78)$$

При незмінному рівні освітленості та змінній температурі фотоелемента фотострум j_{ϕ} практично не змінюється, а напруга холостого ходу U_{xx} змінюється (рис. 1.21).

Дійсно, при зростанні температури фотоелемента збільшується j_s , що згідно з виразом (1.59) спричиняє зменшення U_{xx} . Фотострум j_{ϕ} практично не змінюється, якщо не змінюється рівень освітленості

Е. Очевидно, що для збільшення потужності фотоелемента треба підвищувати рівень освітленості й зменшувати температуру фотоелемента.

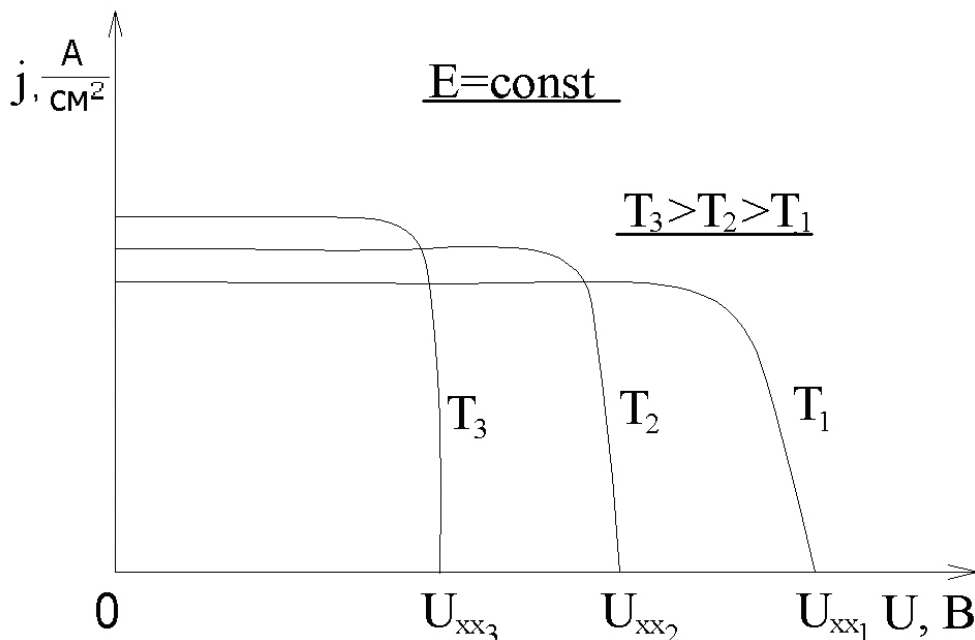


Рис. 1.21. Залежність ВАХ ФЕП від температури фотоелемента при незмінній освітленості

1.2.7. Потужність і ККД фотоелемента

Потужність фотоелемента, Вт/см^2 , дорівнює струму, помноженому на напругу, тобто

$$N_{\text{ел}} = jU. \quad (1.79)$$

Графік залежності $N_{\text{ел}} = N(U)$ показано на рис. 1.22. Очевидно, що при $U = 0$ та $U = U_{xx}$ ($j = 0$) потужність дорівнює нулеві й існує таке значення напруги, при якому потужність найбільша. Ці значення напруги та струму (оптимальні значення) беруть як розрахункові.

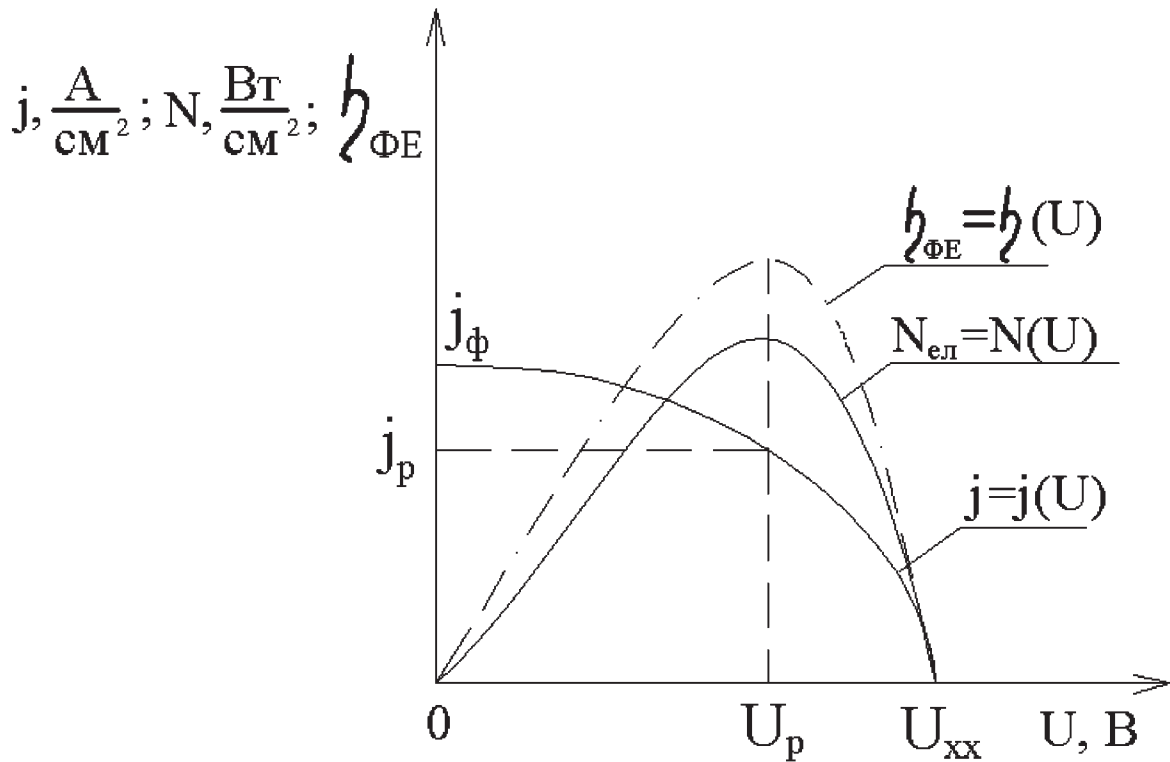


Рис. 1.22. Основні характеристики ФЕП

Енергетичний ККД фотоелемента дорівнює електричній потужності, поділеній на потужність світлового потоку, який падає на фотоелемент:

$$\eta_{\text{ФЕ}} = \frac{N_{\text{ел}}}{E_0 F_e}, \quad (1.80)$$

де $E_0 = 0,136$ ($0,139$) Вт/см^2 – сонячна стала;

F_e – площа сонячного елемента без площі електричних контактів, см^2 .

У знаменнику виразу (1.80) стоїть стала величина, тому графіки $N_{\text{ел}}$ і ККД повторюються у різних масштабах, і розрахунковий режим за критеріями $N_{\text{ел}}^{\text{max}}$ і $\eta_{\text{ФЕ}}^{\text{max}}$ один і той же.

Крім енергетичного ККД при розрахунках фотоелемента розглядають також електричний ККД, який являє собою відношення електричної потужності фотоелемента до максимального значення цієї потужності:

$$\eta_{\text{ел}} = \frac{N_{\text{ел}}}{j_{\text{ф}} U_{\text{ХХ}}}. \quad (1.81)$$

Якщо значення енергетичного ККД сучасних фотоелементів не перевищує 25 %, то їх електричний ККД може досягати 70 %. Максимальне значення електричного ККД має назву коефіцієнта заповнення ВАХ, або коефіцієнта форми ВАХ.

1.2.8. Методи покращання характеристик фотоелементів

Методи покращання характеристик ФЕ ґрунтуються на аналізі причин втрат енергії сонячного випромінювання, носіїв зарядів, світлових квантів тощо.

Покращання характеристик ФЕ досягають такими способами:

1. Очищення напівпровідників від небажаних шкідливих домішок, тобто одержання власних напівпровідників. Випадкові домішки вносять у напівпровідник нерозрахункові енергетичні рівні, які змінюють ширину забороненої зони, внаслідок чого погіршується робота напівпровідникового пристрою.

2. Впровадження конструкцій фотоелементів, які мають приховану металеву контактну сітку або контактну сітку на боці, освітленому Сонцем, виготовлену з прозорих матеріалів, які не відбивають світло.

3. Установлення на освітленому Сонцем боці фотоелемента растрової прозорої пластинки з циліндричними лінзами, які фокусують світло на ділянки напівпровідника, не зайняті контактною сіткою (рис. 1.23). Це зменшує втрати енергії на відбивання світлових квантів від блискучих металевих контактів.

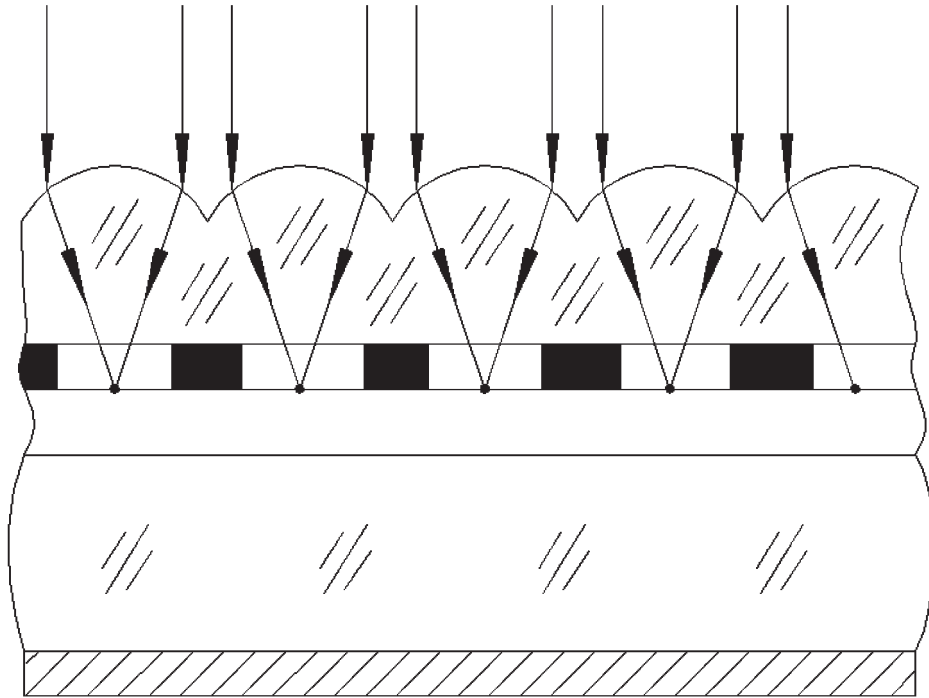


Рис. 1.23. Схема фотоелемента з контактною сіткою, яка не освітлюється

4. Виготовлення текстурованих фотоелементів. Із монокристалічного напівпровідника вирізають пластинку фотоелемента під кутом 45° до осей кристала. Після полірування та травлення у відповідних розчинниках поверхня фотоелемента покривається мікроскопічними пірамітками, які під мікроскопом нагадують структуру текстилю. Ця поверхня, набагато більша від нетекстурованої поверхні за площею, відбиває менше світла, завдяки чому можна значно збільшити фотострум.

5. Створення ізотопних (однотипних) р-п-переходів у місцях з'єднання напівпровідника і контактів. При з'єднанні металевих контактів з напівпровідником утворюються додаткові р-п-переходи, які можуть гальмувати, а не прискорювати електрони. Завданням цих заходів є технологічне створення таких р-п-переходів, які б прискорювали електрони. Це досягається додатковим легуванням (підлегуванням) контактних елементів (рис. 1.24).

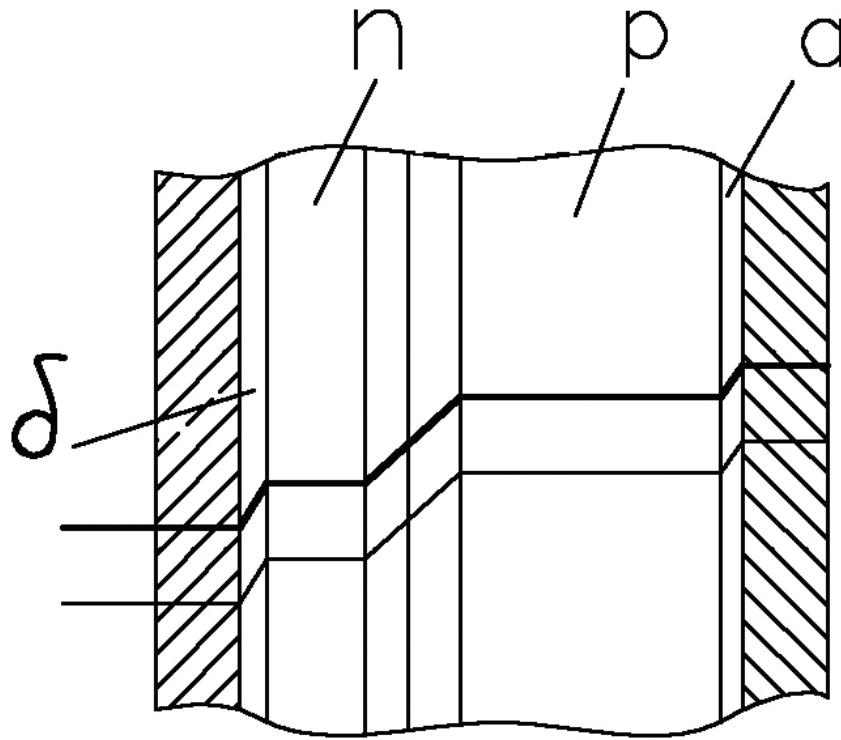


Рис. 1.24. Утворення ізотипних р-п-переходів:
а, б – ізотипні р-п-переходи

6. Виготовлення каскадних фотоелементів. Ідея створення таких фотоелементів аналогічна створенню шаруватих ТЕЛП. ФЕП складаються з тонких шарів напівпровідників з різною шириною забороненої зони. Шари напівпровідників за світловим потоком з'єднані між собою послідовно. У цьому випадку кожний шар напівпровідників перетворює світлову енергію в електричний струм певного спектрального діапазону. Спочатку встановлюють шари напівпровідників з великою шириною забороненої зони, а далі – з малою. Недоліком таких ФЕП є те, що кожний наступний шар одержує значно менше світла, ніж попередній, оскільки попередній шар є світлофільтром для наступного. Це суттєво зменшує фотострум фотоелемента.

Контактні сітки шарів можуть бути з'єднані між собою або живлять незалежні електричні мережі.

На рис. 1.25 показано конструктивну схему двокаскадного фотоелемента ФЕП та загальний вигляд його спектральної смуги

пропускання світла в координатах $G_c - \nu$. Перший шар ФЕП перетворює в електричну енергію сонячне світло у спектральній смузі $\nu_{01} - \nu_{k1}$, другий шар – у смузі $\nu_{02} - \nu_{k2}$. Видно, що спектральна інтенсивність сонячного світла, що попадає на другий фотоелемент, значно знижена внаслідок поглинання світла першим фотоелементом. Це є головним недоліком таких каскадних ФЕ.

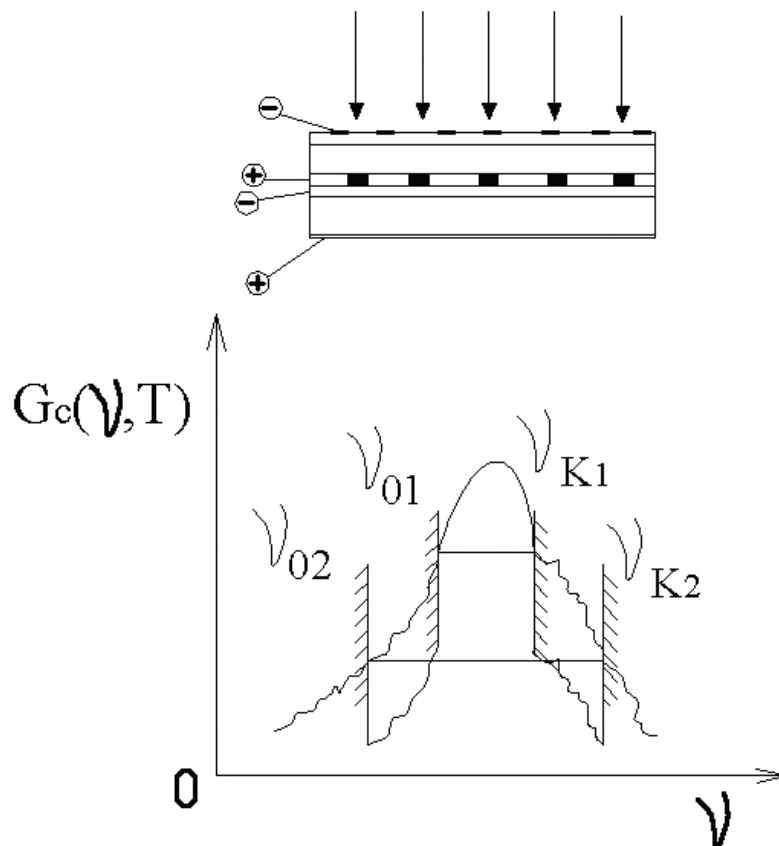


Рис. 1.25. Схема двокаскадного елемента ФЕП і його спектральна смуга пропускання

Дослідження показують, що доцільна кількість каскадів – не більше п'яти.

Більш вдалою є схема багатокаскадного фотоелемента з використанням дихроматичних (двокольорових) світлофільтрів (рис. 1.26). Дихроматичний світлофільтр 1 виконаний як інтерференційна скляна пластинка, яка відбиває світло потрібної

спектральної смуги для використання у фотоелементі Φ_1 . Спектральний склад світла, яке проходить крізь світлофільтр 1, змінюється таким чином, що фотоелемент Φ_2 працює з найбільшою ефективністю.

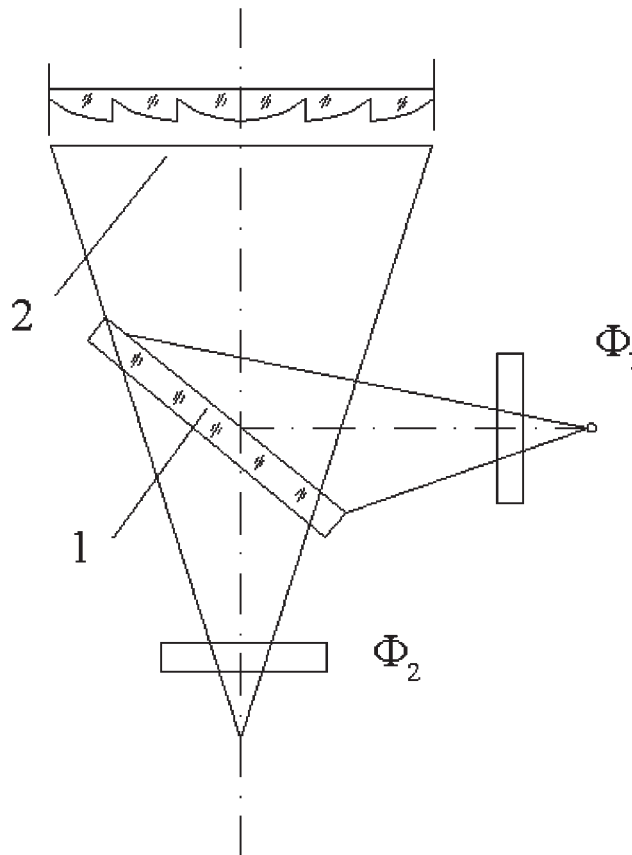


Рис. 1.26. Схема двокаскадного ФЕП з дихроматичним світлофільтром :

1 – дихроматичний світлофільтр; 2 – концентратор Френеля; Φ_1, Φ_2 – каскади ФЕП

Видно, що фотоелементи Φ_1 і Φ_2 працюють в окремих світлових потоках, утворених дихроматичним світлофільтром 1, і не заважають один одному. Це збільшує ККД процесу вироблення електроенергії. У схемі використано лінзу Френеля 2 для концентрації світла. Недоліком цієї схеми є значні габарити модуля ФЕП.

При проектуванні батарей ФЕП елементи з'єднують у групи, модулі, панелі, крила сонячних батарей. Розрахунки енергетичних та електричних характеристик модулів, панелей ФЕП виконують

аналогічно розрахункам відповідних характеристик ТЕЛП з урахуванням коефіцієнтів розбіжності характеристик ФЕП (див. підрозд. 1.1.4).

2. ТЕРМОЕМІСІЙНІ ГЕНЕРАТОРИ СТРУМУ

2.1. Термоемісійні явища

У термоемісійних генераторах струму використовується фізичне явище випромінювання електронів нагрітими провідниками. Найпростіший елемент термоемісійного генератора струму складається з емітера та колектора, які розділені вакуумним проміжком (рис. 2.1). Емітер при підведенні тепла Q_1 нагрівається до температури T_e , а колектор при відведенні тепла Q_2 охолоджується до температури T_k . Сумарний струм через елемент термоемісійного перетворювача енергії (ТЕП) дорівнює різниці між струмами емісії з емітера і колектора, тому що ці електроди емітують електрони назустріч один одному:

$$j_0 = j_{0e} - j_{0k}. \quad (2.1)$$

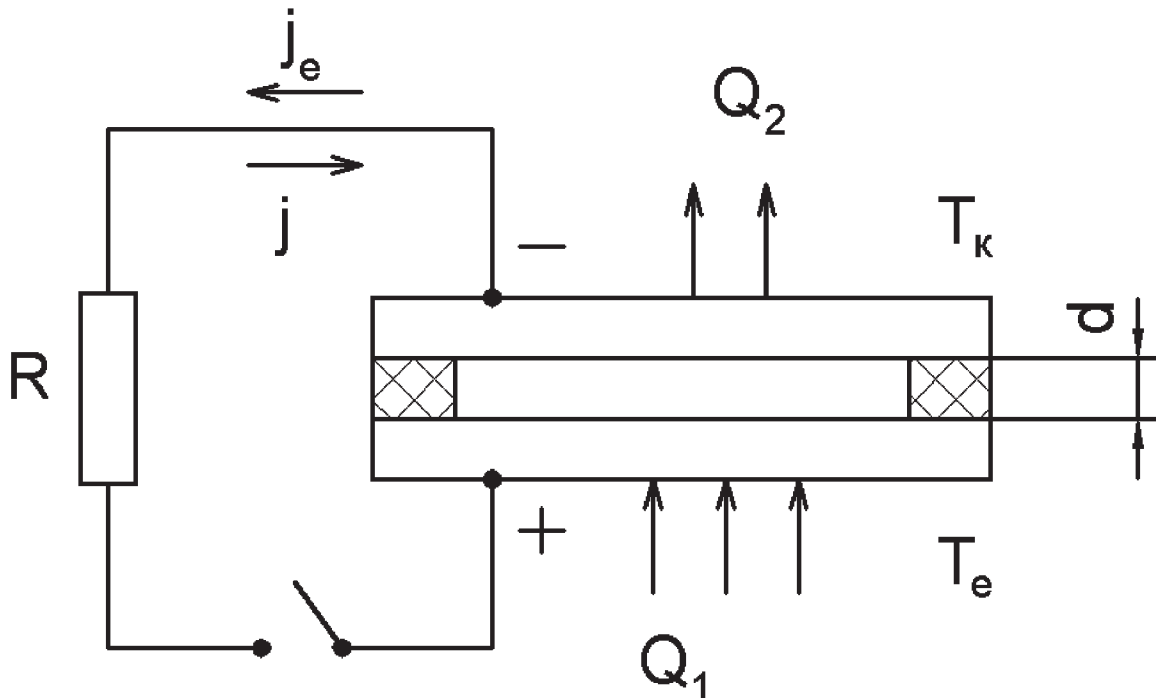


Рис. 2.1. Схема елемента ТЕП

Струми емісії з електродів, A/cm^2 , визначаються рівнянням Річардсона–Дешмана:

$$j_{0e} = A_e T_e^2 e^{-\frac{q\phi_e}{kT_e}};$$

$$j_{0k} = A_k T_k^2 e^{-\frac{q\phi_k}{kT_k}},$$

де A_e, A_k – сталі Річардсона, що залежать від матеріалів електродів, $A/cm^2 \cdot K^2$;

T_e, T_k – температури емітера і колектора, K;

ϕ_e, ϕ_k – потенціали виходу електрона із поверхні електродів, В;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана;

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – електричний заряд електрона.

На рис. 2.2 зображено схему енергетичних рівнів електрона у провіднику при різних температурних умовах. При абсолютному нулеві температур ($T = 0$) (рис. 2.2, а) усі рівні зайняті електронами. Рівень μ (рівень Фермі), якому відповідає максимальна енергія, взято за початок відліку енергії. При $T > 0$ (рис. 2.2, б) електрони починають займати енергетичні рівні вище рівня μ .

Мінімальна енергія, яка потрібна для виходу електрона з рівня μ за межі металу, називається енергією виходу електрона $q\phi$, відповідний потенціал ϕ називається потенціалом виходу електрона з металу (електрода). Ця енергія є потенціальною. Якщо електрон набуває енергії, вищої за $q\phi$, то він стає вільним, залишає межі металу й рухається з певною швидкістю, яка відповідає його кінетичній енергії $2kT$, еВ.

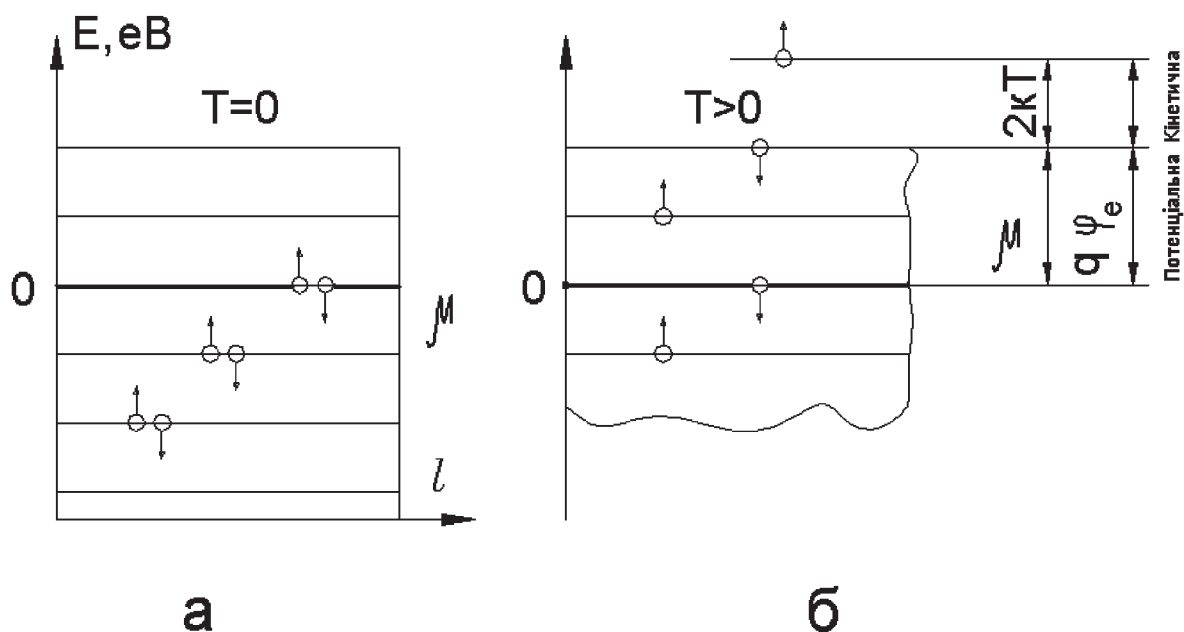


Рис. 2.2. Схема енергетичних рівнів електрона у провіднику при температурах $T=0$ (а) і $T>0$ (б)

Електрони, які накопичуються в міжелектродному проміжку d , утворюють електронну хмару, яка має негативний електричний заряд і заважає новим електронам виходити з емітера. Це створює потенціальний бар'єр $\Delta V'$, який гальмує електрони. Електрони також гальмуються бар'єром ΔV , що створюється електричним навантаженням зовнішньої електричної мережі. Проти цих бар'єрів працює прискорювальний потенціал $\varphi_e - \varphi_k$, який створений електродами термоемісійного перетворювача енергії (ТЕП).

2.2. Вольт-амперна характеристика елемента ТЕП та її залежність від потенціальної діаграми електрона в міжелектродному проміжку

На рис. 2.3 подано зовнішній вигляд експериментальної вольт-амперної характеристики елемента ТЕП. У пункті а, де $U = 0$, струм має максимальне значення, яке дорівнює струму короткого

замикання: $j_0 = j_{кз}$. Це значення струму залишається незмінним, доки електродами створюється прискорювальний потенціал для електронів:

$$\Delta V = (\varphi_e - \varphi_k) - U, \quad (2.2)$$

як це впливає з рис. 2.3.

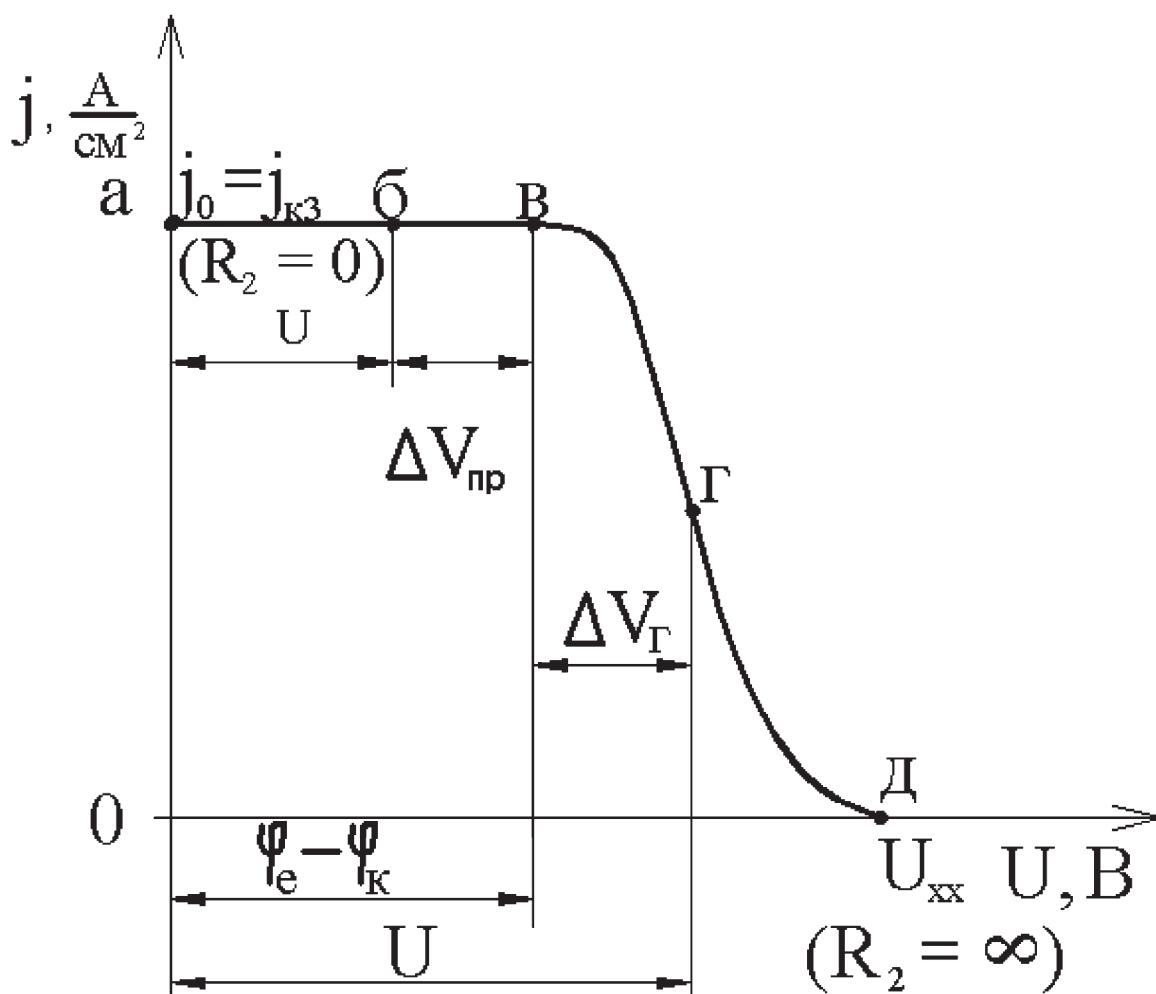


Рис. 2.3. ВАХ елемента ТЕП

Струм не змінюється, бо він обмежений температурою емітера T_e та конструкцією електродів. Такою ситуація залишається до пункту В, коли ΔV стає рівним нулю, тобто

$$U = \varphi_e - \varphi_k. \quad (2.3)$$

Далі зі зростанням напруги U зовнішньої мережі, коли $U > \varphi_e - \varphi_k$, тобто коли між електродами з'являється гальмівний потенціал

$$\Delta V = U - (\varphi_e - \varphi_k), \quad (2.4)$$

струм падає до значення $j = 0$ у пункті Д. При цьому опір електричної мережі стає нескінченним, а напруга дорівнює U_{xx} (холостий хід), коли зовнішня електрична мережа розімкнена.

Рівняння ВАХ ТЕР (як і раніше) має загальний вигляд

$$U = E - Ir,$$

де U – напруга, В; E – електрорушійна сила (ЕРС), В; I – струм, А; r – внутрішній опір елемента, Ом. ВАХ знято при $T_e = \text{const}$. Видно, що ВАХ має нелінійний вигляд, тобто внутрішній опір r є функцією від напруги та струму.

На рис. 2.4 показано схему експериментальної установки, яка дозволяє зняти ВАХ ТЕР. За допомогою джерела струму **a** та резистора $R1$ можна змінювати температуру емітера T_e , а за допомогою резистора $R2$ – зняти ВАХ ТЕР.

Розглянемо потенціальну діаграму електрона в міжелектродному проміжку d для характерних пунктів ВАХ. На ділянці **ав** ВАХ (див. рис. 2.3), де $j = j_{k3} = j_0$ і напруга на опорі $R2$ менша за $\varphi_e - \varphi_k$ ($U < \varphi_e - \varphi_k$), потенціальна діаграма електрона має вигляд, показаний на рис. 2.5. При нагріванні емітера електрону надається енергія φ_e , потрібна для його виходу з металу. Далі ця енергія збільшується на величину $\Delta V'$, достатню, щоб електрон подолав електростатичний бар'єр електронної хмари між електродами. Сумарна енергія $\varphi_e + \Delta V'$ витрачається на

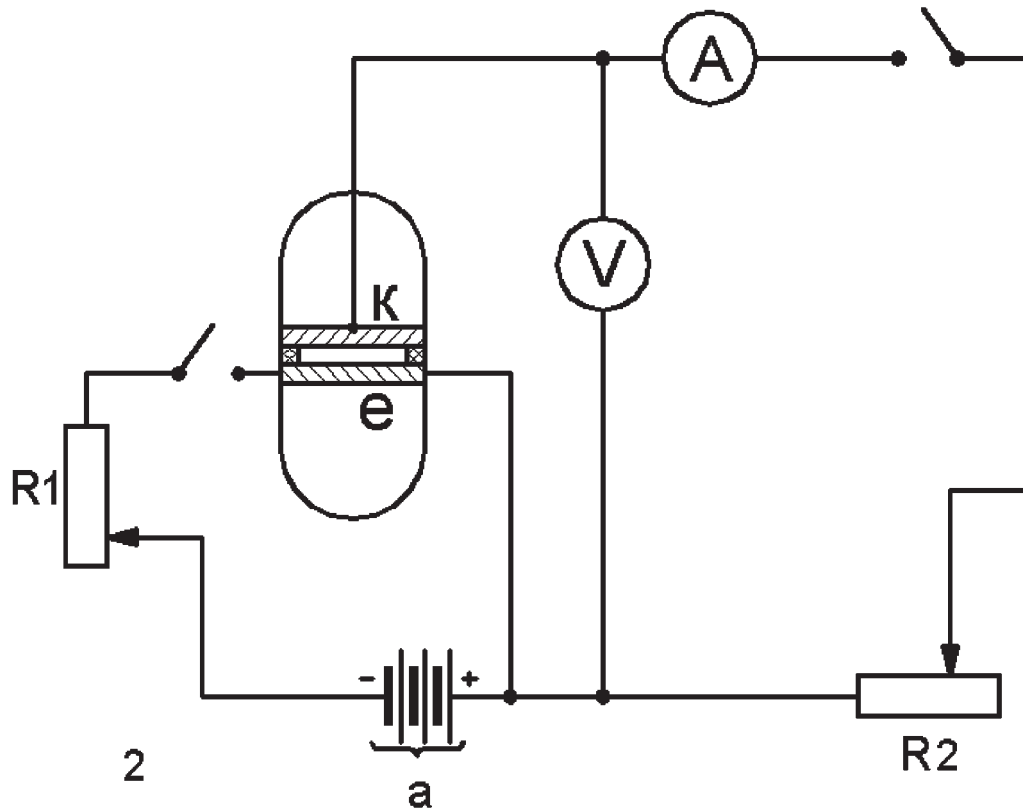


Рис. 2.4. Схема установки для вивчення ВАХ елемента ТЕП:
 R1 – резистор у колі нагріву емітера;
 R2 – резистор зовнішнього навантаження;
 а – джерело струму

прискорення електрона (ΔV) та проникнення його в колектор, на що він витрачає енергію φ_k . Решта енергії U може бути корисно витрачена на роботу в зовнішній електричній мережі для подолання її опору R_2 . На основі потенціальної діаграми можна записати рівняння збереження енергії електрона у вигляді балансу потенціалів:

$$\varphi_e + \Delta V' - \Delta V' - \Delta V - \varphi_k - U = 0. \quad (2.5)$$

Із цього рівняння можна знайти прискорювальний потенціал ΔV і напругу U :

$$\begin{aligned} \Delta V &= (\varphi_e - \varphi_k) - U; \\ U &= (\varphi_e - \varphi_k) - \Delta V. \end{aligned} \quad (2.6)$$

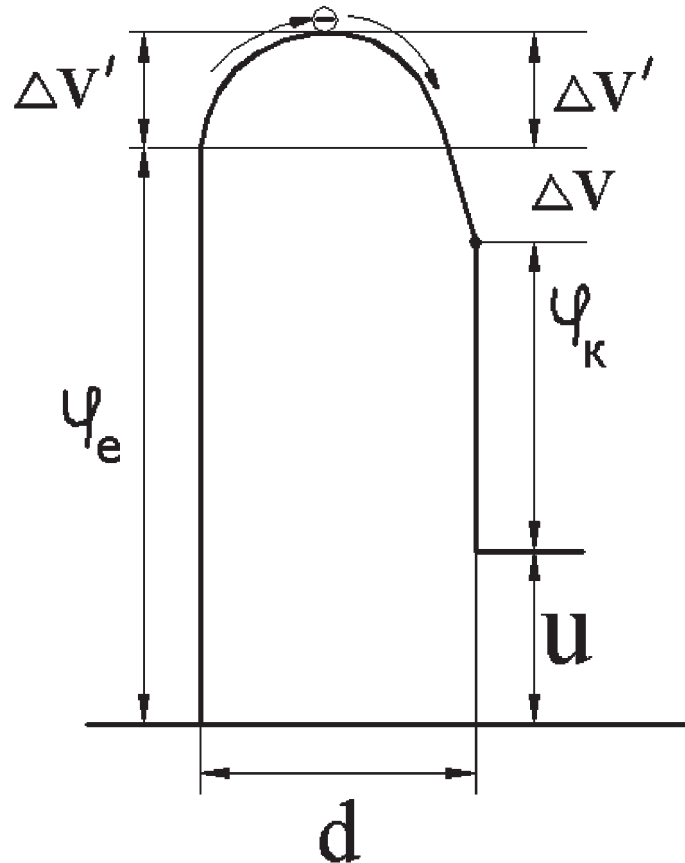


Рис. 2.5. Потенціальна діаграма електрона при $U < \varphi_e - \varphi_k$

Для пункту в ВАХ, коли $\Delta V = 0$, тобто $U = \varphi_e - \varphi_k$, потенціальна діаграма електрона зображена на рис. 2.6.

На ділянці **в-г-д** ВАХ (див. рис. 2.3), де напруга на опорі R2 більша за $\varphi_e - \varphi_k$ ($U > \varphi_e - \varphi_k$), потенціальна діаграма електрона має вигляд, зображений на рис. 2.7. У цьому випадку з боку навантаження R2 на електрон діє гальмівний потенціал ΔV і на емітері при нагріванні електрону необхідно надати енергію, еквівалентну потенціалу $\varphi_e + \Delta V + \Delta V'$. Рівняння збереження енергії електрона у вигляді балансу потенціалів:

$$\varphi_e + \Delta V + \Delta V' - \Delta V' - \varphi_k - U = 0. \quad (2.7)$$

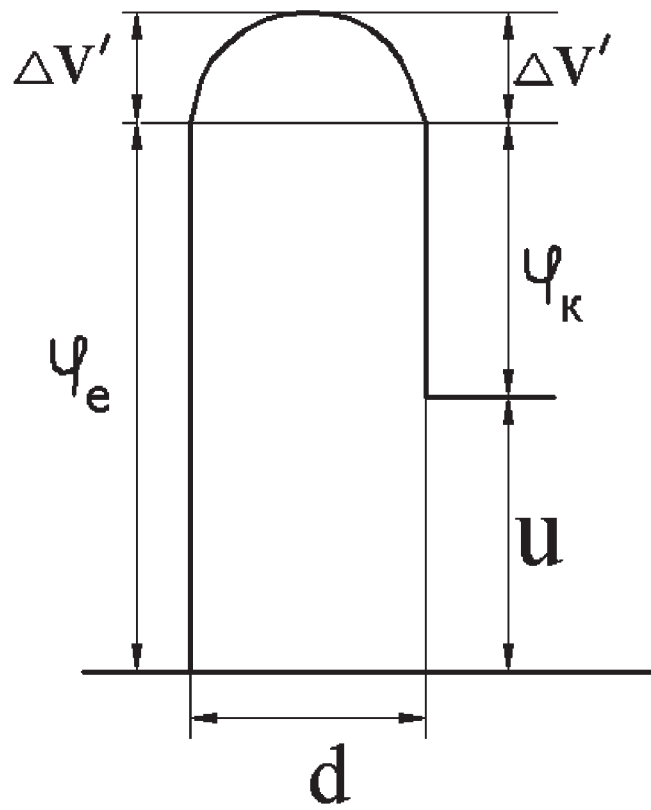


Рис. 2.6. Потенціальна діаграма електрона при $U = \varphi_e - \varphi_k$

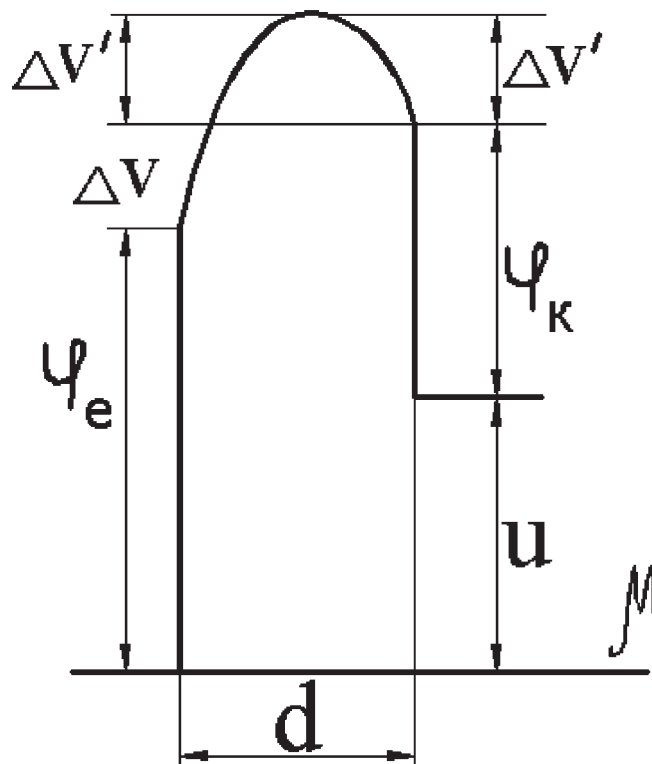


Рис. 2.7. Потенціальна діаграма електрона при $U > \varphi_e - \varphi_k$

З цього рівняння можна знайти гальмівний потенціал ΔV і напругу U :

$$\begin{aligned}\Delta V &= U - (\varphi_e - \varphi_k); \\ U &= (\varphi_e - \varphi_k) + \Delta V.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Для визначення гальмівного потенціалу $\Delta V'$, В, електронної хмари в міжелектродному проміжку введено припущення, що ця енергія не перебільшує кінетичну енергію теплового руху електрона в цьому проміжку, тобто

$$q\Delta V' = 2k \cdot T_{\text{сер}} = 2k \frac{T_e + T_k}{2} = k(T_e + T_k),$$

де

$$k = 0,862 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}} - \text{стала Больцмана};$$

$$q = 1 \cdot e;$$

$$\boxed{\Delta V' = 0,862 \cdot 10^{-4} (T_e + T_k)},\tag{2.9}$$

T_e, T_k – температури електродів, К.

2.3. Шляхи покращання ВАХ ТЕП

Шляхи покращання ВАХ ТЕП можна визначити, якщо проаналізувати рівняння емісійного струму ТЕП Річардсона – Дешмана:

$$j_0 = A_e T_e^2 e^{-\frac{q\varphi_e}{kT_e}} - A_k T_k^2 e^{-\frac{q\varphi_k}{kT_k}}.\tag{2.10}$$

Очевидно, що емісійний струм зростає, якщо потенціали виходу електронів з електродів зменшуються, тобто

$$\varphi_e \downarrow; \varphi_k \downarrow; \varphi_e > \varphi_k,$$

а також якщо збільшується різниця температур електродів $T_e - T_k$.

Треба, щоб $j_{0e} > j_{0k}$, тобто

$$\frac{\varphi_e}{T_e} \leq \frac{\varphi_k}{T_k}, \quad (2.11)$$

або

$$T_k \leq T_e \frac{\varphi_k}{\varphi_e}. \quad (2.12)$$

Це рівняння використовується для визначення температури колектора, якщо вибрано температуру емітера.

На рис. 2.8 показано шляхи покращання ВАХ ТЕП, які полягають у такому:

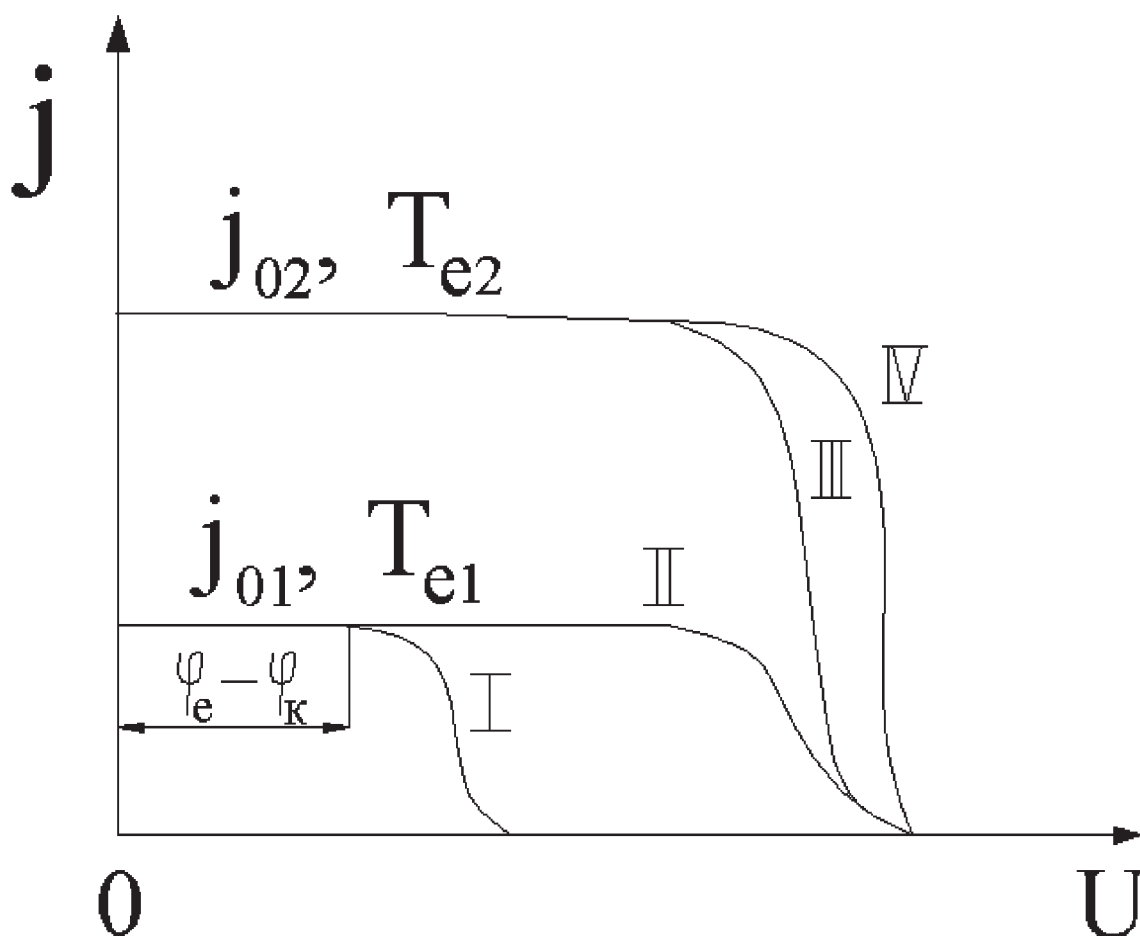


Рис. 2.8. Шляхи покращання ВАХ ТЕП

1. Вихідна характеристика ТЕП вибрана при умовах $\varphi_e > \varphi_k$; $\varphi_e \downarrow$; $\varphi_k \downarrow$ (лінія I).

2. Електродні матеріали вибрані в такий спосіб, щоб збільшити різницю $\varphi_e - \varphi_k$ при малих величинах потенціалів, тобто $\varphi_e \downarrow$, $\varphi_k \downarrow$. Це приводить до збільшення напруги термоелемента і його потужності (лінія II).

3. В подальшому збільшується емісійний струм при збільшенні температури емітера $T_{e2} > T_{e1}$ (лінія III).

4. Збільшення потужності елемента ТЕП можливе при більш крутій ВАХ (лінія IV). Цього можна досягти зменшенням опору електронної хмари $\Delta V'$ в міжелектродному просторі, що в свою чергу досягається зменшенням міжелектродних проміжків d та компенсацією енергії $\Delta V'$ позитивно зарядженими іонами речовин, які легко іонізуються. До таких речовин належать лужні метали, і серед них на першому місці – цезій Cs, оскільки він має мінімальний потенціал іонізації.

Наявність іонів цезію в міжелектродному просторі зменшує потенціали виходу з електродів φ_e та φ_k . Це можна з'ясувати на прикладі рис. 2.9, де показано спрощену картину впливу

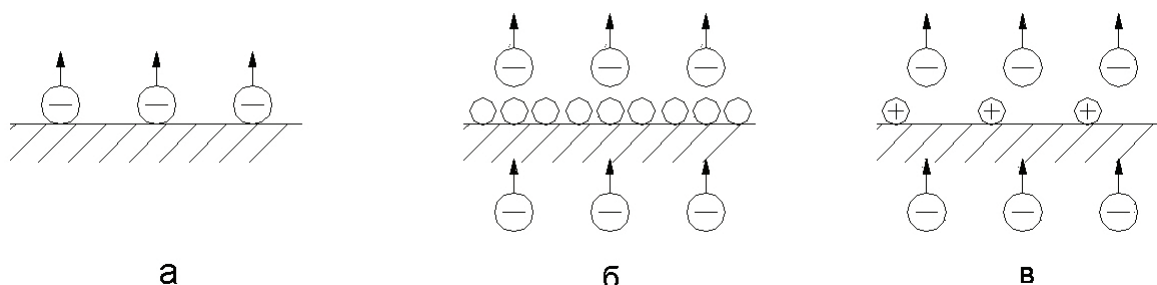


Рис. 2.9. Вплив іонів цезію на емісійні властивості електродів: а – без цезію; б – надмірна кількість іонів цезію; в – оптимальна кількість іонів цезію

позитивних іонів цезію, адсорбованих на емісійних поверхнях електродів, на процес емісії електронів. Якщо цезію немає, то термоемісія забезпечується за відомими законами термоемісії чистих електродів (рис. 2.9, а). При наявності надмірної кількості іонів цезію, коли атоми Cs покривають усю поверхню електродів, ця плівка цезію сама імітує електрони. Метал електрода тут є лише підкладкою (рис. 2.9, б). Якщо іонів цезію – оптимальна кількість, то вони своїм електричним полем витягують електрони з електрода і не заважають їм виходити з поверхні електрода. Цей процес зменшує опір електронам на поверхні електродів, тобто зменшує потенціали виходу з електродів φ_e , φ_k (рис. 2.9, в). Іонізація цезію відбувається під впливом високої температури емітера.

Інтегрально цей процес можна відобразити на емпіричному графіку (рис. 2.10) залежності потенціалу виходу електрона з

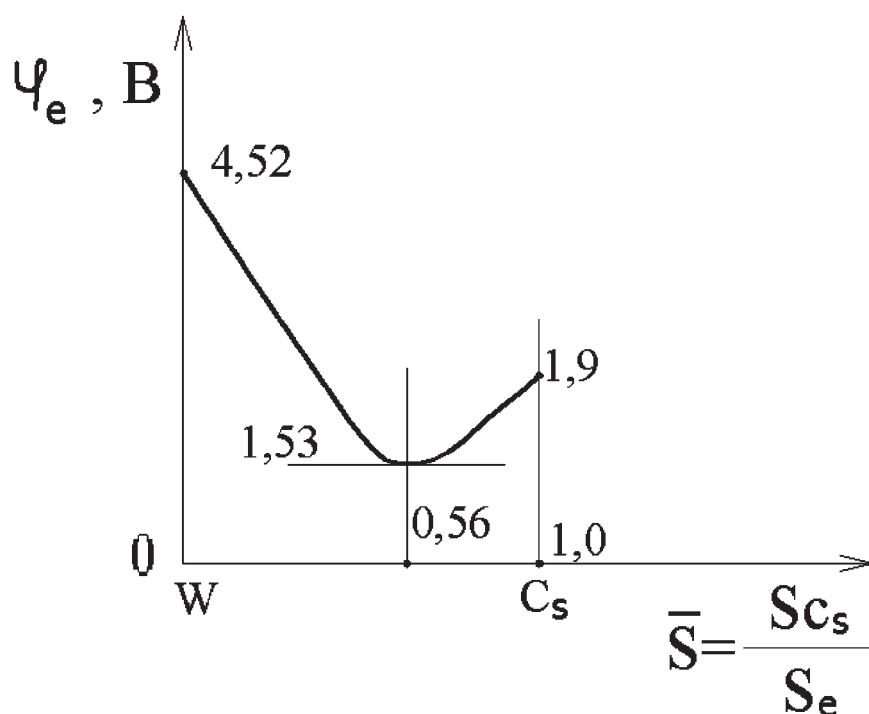


Рис. 2.10. Залежність потенціалу виходу φ_e вольфрамового емітера

від ступеня покриття його поверхні цезієм $\bar{S} = \frac{S_{Cs}}{S_e}$

емітера φ_e від ступеня покриття поверхні електрода цезієм $\bar{S} = \frac{S_{Cs}}{S_e}$,

де S_{Cs} – площа поверхні емітера, покритої цезієм, S_e – площа поверхні емітера.

Із рисунка видно, що при $\bar{S} = 0,56$ потенціал виходу має мінімальне значення, а саме $\varphi_e = 1,53$ В, що менше потенціалу виходу цезію $\varphi_{Cs} = 1,9$ В.

2.4. Режими роботи ТЕП

Існують декілька режимів роботи ТЕП залежно від ступеня заповнення міжелектродного проміжку парою цезію. Якщо цезій відсутній і міжелектродний простір вакуумований, то довжина вільного пробігу електрона в міжелектродному просторі більша від величини цього проміжку, тобто $L_e > d$. Такий режим називається вакуумним.

Якщо іони цезію присутні, але $L_e > d$, тобто тиск пари цезію малий, то такий режим роботи ТЕП дуже нагадує вакуумний, тому він називається квазівакуумним. При збільшенні кількості іонів цезію, тобто при збільшенні тиску пари цезію, виникає ситуація, коли $L_e < d$. Такий режим називається дифузійним. Він є перехідним і самостійного значення не має. При подальшому збільшенні тиску пари цезію при $L_e < d$ вірогідність зіткнення електронів з атомами цезію збільшується. При цьому електрони емісії з електродів вибивають електрони з атомів цезію: відбувається ударна іонізація цезію, яка супроводжується розвитком електричного розряду в міжелектродному проміжку. Цей розряд згодом переходить в

електричну дугу (розрядний або дуговий режим). Густина струму емісії в дуговому режимі значно збільшується.

2.5. Вакуумний режим роботи ТЕП

Вольт-амперна характеристика ТЕП у вакуумному режимі має вигляд, зображений на рис. 2.3. На відрізку ВАХ **ав** при напрузі $U = \varphi_e - \varphi_k$ струм насичення $j_0 = j_{к.з}$ визначається рівнянням Річардсона–Дешмана (2.10)

$$j_0 = A_e T_e^2 e^{-\frac{q\varphi_e}{kT_e}} - A_k T_k^2 e^{-\frac{q\varphi_k}{kT_k}}$$

або емпіричним рівнянням Ленгмюра

$$j_0 = 7,73 \cdot 10^{-12} \frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (2.13)$$

де T_e – температура емітера, К;

d – довжина міжелектродного проміжку, $d \approx (0,01 \dots 0,1) \cdot 10^{-1}$ см.

При вибраній температурі емітера 1800...2000 К температуру колектора беруть згідно із співвідношенням (2.12)

$$T_k \leq T_e \frac{\varphi_k}{\varphi_e}.$$

На відрізку ВАХ **вгд**, де струм падає, його значення можна розрахувати за формулою

$$j = j_0 e^{-\frac{q(\Delta v + \Delta v')}{kT_e}}, \quad (2.14)$$

де $\Delta v = U - (\varphi_e - \varphi_k)$; $\Delta v' = 0,862 \cdot 10^{-4} (T_e + T_k)$;

$$K = 0,862 \cdot 10^{-4} \frac{eB}{K}; q = 1 \cdot e.$$

Розрахунки за виразом (2.14) можна припинити, якщо $j = j_{xx} \approx (0,01 \dots 0,05)j_0$. Ця величина контролюється експериментальним значенням U_{xx} .

У табл. 2.1 наведено значення потенціалу виходу для різних електродних матеріалів [2], а в табл. 2.2 – значення сталої Річардсона для різних електродних матеріалів [8].

Табл. 2.3 містить основні експлуатаційні характеристики електродних матеріалів [31].

Таблиця 2.1

Емітер	W	Mo	Ta	Pt	Pd	Ni	Cr	Fe	C	Ag	Cs
$\varphi_e, \text{В}$	4,52	4,29	4,1	5,4	5,0	5,0	4,3	4,8	4,8	4,7	1,9

Таблиця 2.2

Емітер	W	Mo	Pt	Ni	Cs	Hf	Ag	Au	Ba	Cu
$A = A_0 \bar{D}, \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^2}$	80... ...100	60	60,2	1380	162	14,5	0,76	40	60	4,6

Таблиця 2.3

Електродні матеріали	Температура плавлення, $^{\circ}\text{C}$	Характеристики		
		Потенціал виходу $\varphi, \text{В}$	Ступінь чорноти ε при 2000°C	Випарювання при 2000°C , $\frac{\text{г}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$
W	3390	4,52	0,30	$4,36 \cdot 10^{-10}$
Ta	2900	4,10	0,30	$1,60 \cdot 10^{-8}$
Mo	2630	4,29	0,25	$5,3 \cdot 10^{-7}$
Nb	2500	3,99	0,37	$1,30 \cdot 10^{-7}$
Pt	1770	5,40	0,20	$1,5 \cdot 10^{-2}$ ($t=1400 \text{ C}$)
Re	3170	4,99	0,40	$\sim 1 \cdot 10^{-9}$
Ir	2450	4,57	0,30	$1,7 \cdot 10^{-7}$

Якщо рівняння (2.14) розв'язати відносно напруги U при $\Delta v = U - (\varphi_e - \varphi_k)$, то одержимо такий ряд перетворень:

$$\frac{j_0}{j} = e^{\frac{q}{kT_e} [U - (\varphi_e - \varphi_k) + \Delta v']}; \quad \ln \frac{j_0}{j} = \frac{q}{kT_e} [U - (\varphi_e - \varphi_k) + \Delta v']$$

$$U = \frac{kT_e}{q} \ln \frac{j_0}{j} + (\varphi_e - \varphi_k) - \Delta v'. \quad (2.15)$$

З урахуванням падіння напруги на електричних контактах термоємійного елемента рівняння (2.15) набирає вигляду

$$U = \frac{kT_e}{q} \ln \frac{j_0}{j} + (\varphi_e - \varphi_k) - \Delta v' - jF_e R_k, \quad (2.16)$$

де F_e – площа емітера, см^2 ; R_k – опір контактів, Ом.

При роботі із рівнянням (2.14) задають ряд значень напруги $U_i > (\varphi_e - \varphi_k)$ і знаходять величини $\Delta v_i = U_i - (\varphi_e - \varphi_k)$, далі визначають струм доти, доки не буде одержано $j_i \leq (0,01 \dots 0,05)j_0$.

При роботі з рівнянням (2.16) задають ряд значень струму $j_i \geq (0,01 \dots 0,05)j_0$ і визначають напругу U_i . Значення напруги при $j_i = (0,01 \dots 0,05)j_0$ беруть за U_{xx} і порівнюють цю величину з експериментальним або середньостатистичним значенням U_{xx} для ТЕП подібного типу.

2.6. Квазівакуумний режим роботи ТЕП

При наявності пари цезію в міжелектродному проміжку ТЕП працює в квазівакуумному режимі. Іони цезію компенсують гальмівний потенціал $\Delta v'$ електронів, і напруга ТЕП зростає (2.15), при цьому виконується умова $L_e > d$.

Залежно від кількості іонів цезію можливі такі випадки (рис. 2.11):

– режим недокомпенсації (лінія 1) – кількість іонів цезію недостатня для компенсації об'ємного заряду електронів $\Delta v'$;

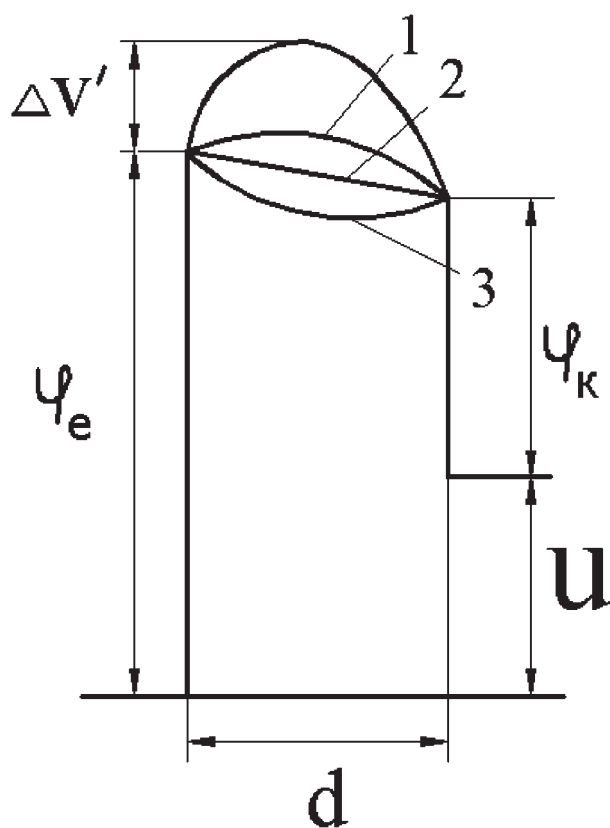


Рис. 2.11. Ступені компенсації $\Delta v'$

– режим повної компенсації (лінія 2) – іони цезію повністю компенсують потенціал $\Delta v'$;

– режим перекомпенсації (лінія 3) – кількість іонів цезію перевищує потрібну їх кількість.

Найбільш оптимальним є режим повної компенсації. Для забезпечення цього режиму треба створити в міжелектродному просторі тиск пари цезію величиною [1]

$$P_{Cs} = \frac{2A_e T_e^2}{q} (2\pi k m T_e)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q}{kT_e}(2\phi_e - U_i)}, \quad (2.17)$$

де $m = 9 \cdot 10^{-28}$ г – маса електрона; U_i – потенціал іонізації речовини, що заповнює міжелектродний проміжок, для цезію $U_i = 3,89$ В.

Для інших лужних металів потенціали іонізації U_i [32] наведено в табл. 2.4.

Таблиця 2.4

Лужний метал	Li	Na	K	Rb	Cs
Потенціал іонізації, В	5,39	5,14	4,34	4,18	3,89

У формулі (2.17) A_e – стала Річардсона для емітера (див. табл. 2.2); k – стала Больцмана, Дж/К або еВ/К; T_e – температура емітера, К; q – заряд електрона, Кл або $1 \cdot e$; φ_e – потенціал виходу емітера при наявності пари цезію, В; U_i – потенціал іонізації цезію, В. Тиск пари цезію одержують у міліметрах ртутного стовпчика (мм рт.ст.) або торрах (Торр).

Досягнення тиску (2.17) контролюється температурою пари цезію у насиченому стані. Ця температура забезпечується нагрівом резервуара з цезієм, який зберігається у пористій структурі, як показано на рис. 2.12.

Тиск і температура пари цезію зв'язані емпіричним рівнянням [1]

$$\lg P_{Cs} = 6,86 - \frac{3774}{T_{Cs}}, \quad (2.18)$$

де P_{Cs} беруть у торрах, а T_{Cs} – у градусах Цельсія.

Вигляд вольт-амперної характеристики ТЕП у квазівакуумному режимі аналогічний вигляду ВАХ ТЕП у вакуумному режимі (див. рис. 2.3). Розрахунок ВАХ також аналогічний вакуумному режиму з тією різницею, що потенціали виходу φ_e і φ_k беруть з урахуванням

впливу цезію (див. рис. 2.10). Так, наприклад, для ванадієвих електродів $\varphi_e = 1,53$ В, для молібденових – $\varphi_k = 1,45$ В.

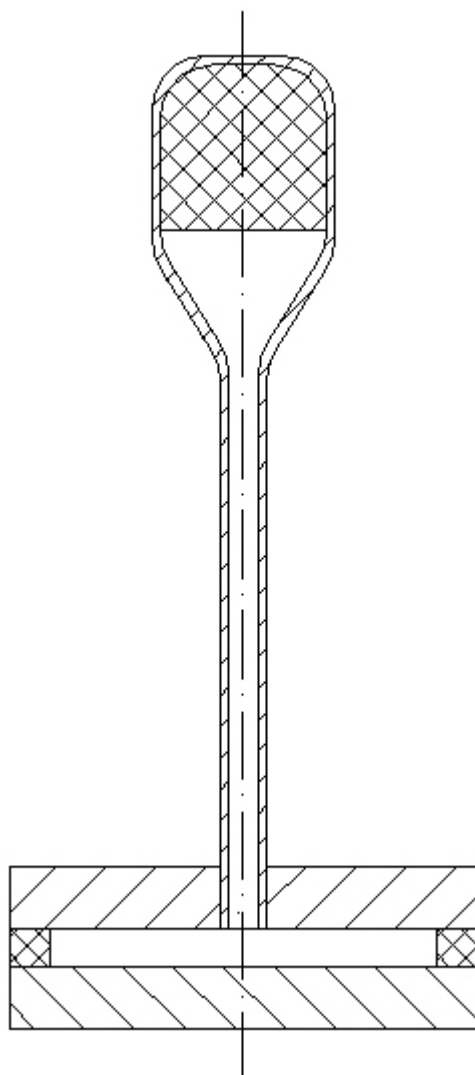


Рис. 2.12. Схема елемента ТЕП з резервуаром із цезієм

Струм насичення j_0 визначають згідно з рівнянням (2.10), сталі A_e і A_k беруть з табл. 2.2. На відрізьку ВАХ **вгд** (див. рис. 2.3) струм знаходять за формулою

$$j = j_0 e^{-\frac{q\Delta v}{KT_e}}, \quad (2.19)$$

де $\Delta v = U - (\varphi_e - \varphi_k)$; $\Delta v' = 0$.

Напругу U_{xx} визначають при $j = j_{xx} \leq (0,01 \dots 0,05)j_0$ та узгоджують з експериментальними даними.

2.7. Потужність і коефіцієнт корисної дії ТЕП

Потужність елемента ТЕП, Вт, із урахуванням втрат енергії на електродах дорівнює

$$N_{\text{ел}i} = j_i U_i F_e - (j_i F_e)^2 R_k, \quad (2.20)$$

де j_i – густина струму в кожному пункті ВАХ, А/см²;

U_i – напруга в кожному пункті ВАХ, В;

F_e – площа поверхні емітера, см²;

R_k – опір контактів елемента ТЕП, Ом.

Коефіцієнт корисної дії елемента дорівнює відношенню електричної потужності, що розвиває цей елемент, до теплової потужності, підведеної до елемента, яка дорівнює

$$Q_{1i} = Q_{\text{ео}i} + Q_{\text{випр}} + Q_{1\text{тепл}} + \dots, \quad (2.21)$$

де

$$Q_{\text{ео}i} = \left(\varphi_e + \frac{2kT_e}{q} \right) j_i F_e. \quad (2.22)$$

Тут φ_e – потенціал виходу електрона з емітера, В;

T_e – температура емітера, К;

$$k = 0,862 \cdot 10^{-4} \frac{\text{еВ}}{\text{К}};$$

$$q = 1 \cdot e.$$

Величина $Q_{\text{ео}i}$ являє собою електричну потужність, яку розвиває емітер термоемісійного елемента. Ця потужність у вигляді електричного струму відводиться від емітера, охолоджуючи його. Тому величина $Q_{\text{ео}i}$ називається теплом електронного охолодження емітера.

Величина

$$Q_{\text{випр}} = \varepsilon_{\text{е-к}} \sigma_0 F_e (T_e^4 - T_k^4) \text{ Вт} \quad (2.23)$$

– це потужність теплового випромінювання емітера на колектор. Ця потужність відводиться від елемента ТЕП системою охолодження колектора.

У виразі (2.23)

$$\varepsilon_{e-k} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_e} + \frac{1}{\varepsilon_k} - 1} \quad (2.24)$$

– ефективна випромінювальна здатність системи „емітер – колектор”.

Тут ε_e – випромінювальна здатність емітера;

ε_k – випромінювальна здатність колектора;

$\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^4}$ – стала Стефана–Больцмана.

Величина

$$Q_{1\text{ТЕПЛ}} = \frac{F_e}{d} \lambda_{Cs} (T_e - T_k) \quad (2.25)$$

– потужність передачі тепла від емітера на колектор шляхом теплопровідності через міжелектродний проміжок d , заповнений парою цезію.

Тут $\lambda_{Cs} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$ – коефіцієнт теплопровідності пари цезію у міжелектродному проміжку.

Ряд (2.21) можна продовжувати іншими членами втрати тепла емітера, які залежать від конкретної конструкції елемента ТЕП, наприклад, втратами тепла через дистанційні прокладки між емітером і колектором, через електричні контакти тощо. Ці члени у багатьох випадках значно менші за основні, позначені у виразах (2.22) – (2.25), і частіше за все не враховуються.

Якщо ТЕП працює у вакуумному режимі і пари цезію у міжелектродному проміжку немає, то величина $Q_{\text{тепл}}$ у (2.21) відсутня.

Таким чином, енергетичний ККД елемента ТЕП визначається формулою

$$\eta_{\text{теп}i} = \frac{j_i U_i F_e - (j_i F_e)^2 R_k}{j_i F_e \left(\varphi_e + \frac{2kT_e}{q} \right) + \varepsilon_{e-k} \sigma_0 F_e (T_e^4 - T_k^4) + \lambda_{Cs} \frac{F_e}{d} (T_e - T_k) + \dots} \quad (2.26)$$

Основними енергетичними характеристиками елемента ТЕП є ВАХ $j=j(U)$, потужність $N_{\text{ел}} = N(U)$ і ККД $\eta_{\text{ТЕП}} = \eta(U)$ (рис. 2.13). Ці характеристики дозволяють назначити розрахунковий режим роботи ТЕП між режимами максимальних значень N і $\eta_{\text{ТЕП}}$, тобто j_p , U_p .

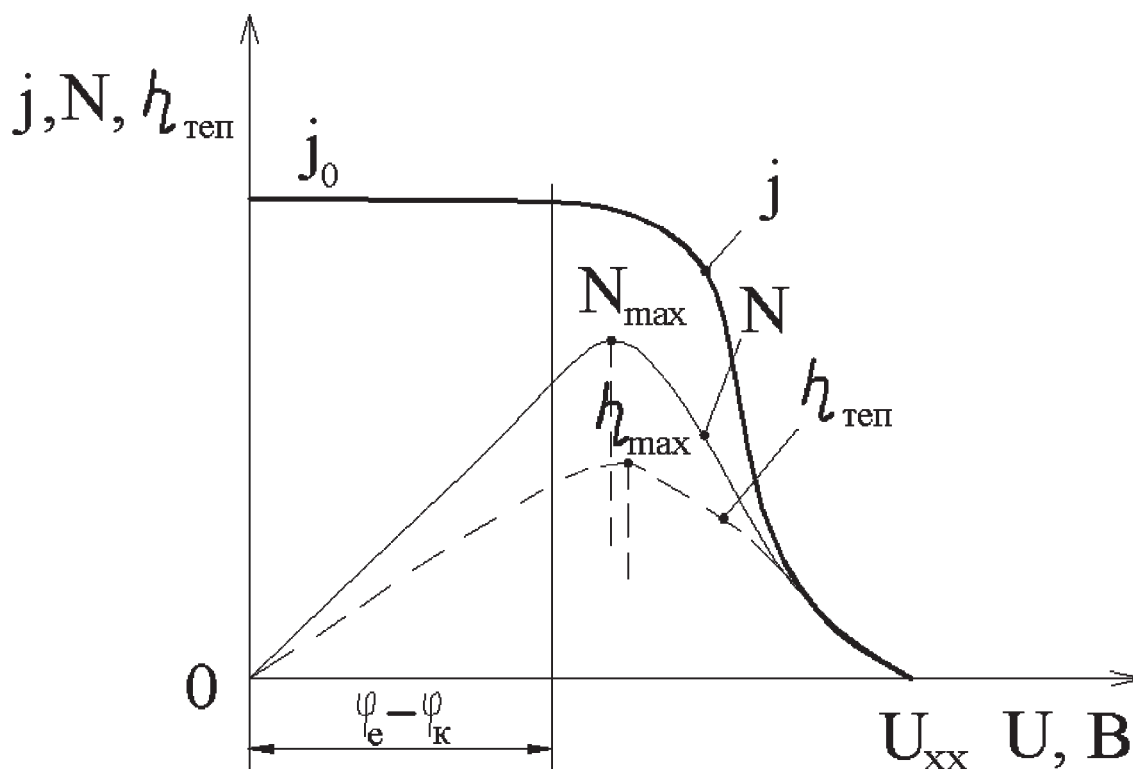


Рис. 2.13. Основні енергетичні характеристики елемента ТЕП

Спираючись на розрахунковий режим, проектують модуль, групу та батарею ТЕП аналогічно проектуванню батареї ТЕЛП (див. підрозд. 1.1.4).

Кількість теплоти, Вт, яку треба відвести від елемента (батареї) ТЕП, можна знайти з рівняння балансу енергії:

$$Q_{2i} = Q_{1i} - N_{елi}. \quad (2.27)$$

На основі цієї величини розраховують систему охолодження ТЕП.

Електричний ККД ТЕП визначається аналогічно тому, як це робилося для інших перетворювачів енергії (ФЕП, ТЕЛП):

$$\eta_{елi} = \frac{N_{елi}}{j_{кз} U_{xx} F_e}. \quad (2.28)$$

Максимальне значення $\eta_{елi}$ є коефіцієнтом заповнення ВАХ ТЕП або коефіцієнтом форми ВАХ.

2.8. Особливості дифузійного й розрядного (дугового) режимів роботи ТЕП

Намагання збільшити емісійний струм у ТЕП із заповненням міжелектродного проміжку цезієм потребує більш високих температур емітера, а це приводить до збільшення тиску (густини) пари цезію. Виникає ситуація, коли $L < d$, тобто довжина вільного пробігу електрона менша за довжину міжелектродного проміжку. У цьому випадку вірогідність зіткнення прискорених електронів з атомами й іонами цезію збільшується і виникають нові фізичні явища у шарі пари цезію. Прискорені електрони бомбардують атоми цезію й іонізують їх, тобто виникає явище об'ємної іонізації цезію, і між електродами збуджується електричний розряд, найчастіше у вигляді електричної дуги. Інтенсивність іонізації цезію у дузі дуже велика, і стовп дуги є основним постачальником електронів. Під час виникнення дуги (розрядного режиму) збільшується струм при низькій напрузі (низькому опорі дуги).

При дифузійному режимі дуга не виникає, постачальником електронів термоемісії є емітер. Електрони емісії при русі до колектора зустрічають великий опір щільної пари цезію, що дуже зменшує електричний струм ТЕП, тому дифузійний режим не є основним експлуатаційним режимом ТЕП. Він має сенс при визначенні динамічних характеристик ТЕП у перехідних режимах.

Розглянемо фізичні процеси у міжелектродному проміжку при виникненні дугового режиму (рис. 2.14). При зменшенні опорного

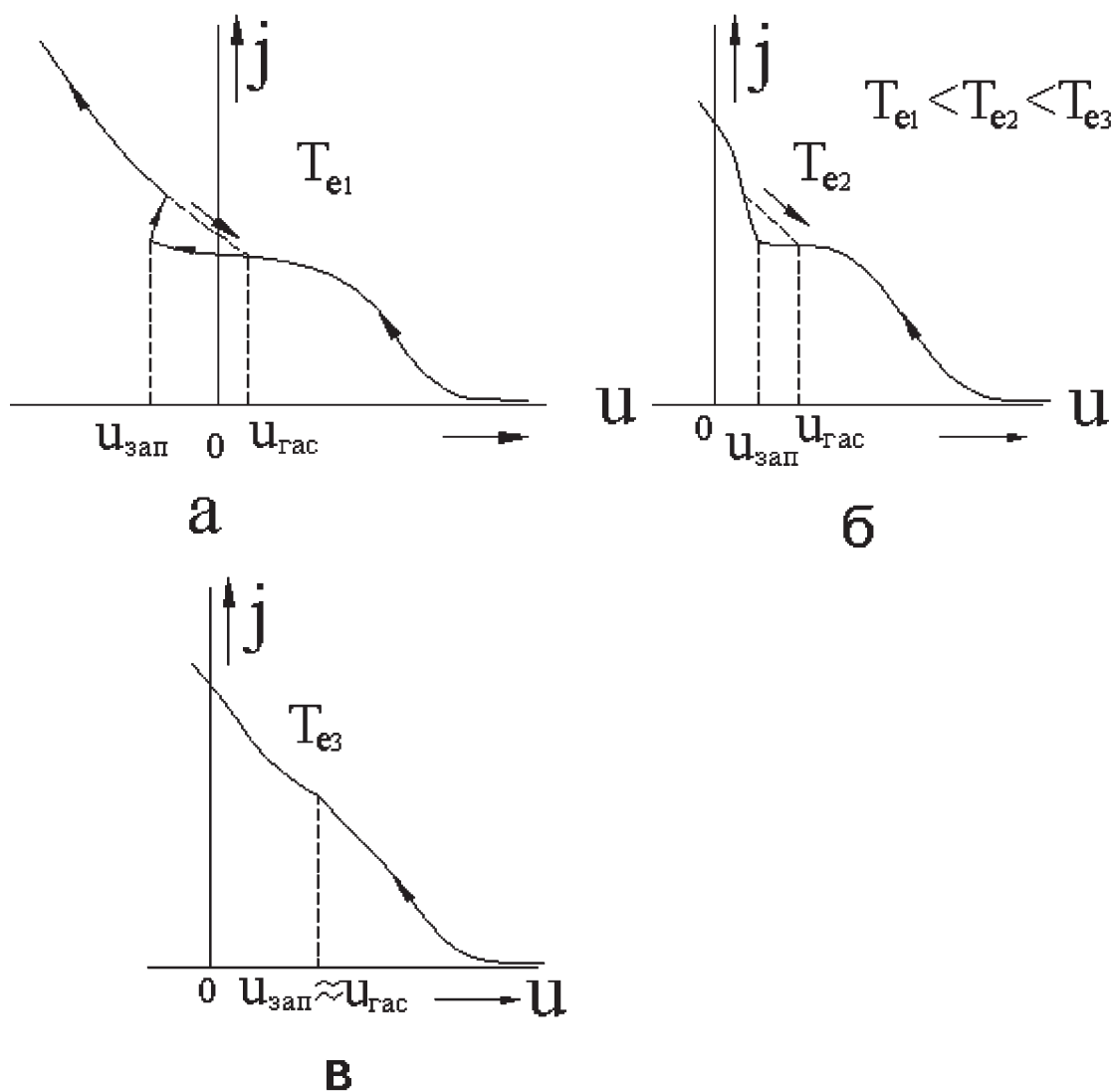


Рис . 2.14. Вигляд ВАХ ТЕП у дуговому режимі при збільшенні температури емітера T_e

зовнішньої електричної мережі (зменшенні напруги U) зростає струм j . Перехід від опорного до прискорення електронів за допомогою

зовнішнього додатного електричного поля дуже збільшує струм, тому що прискорені електрони інтенсивно бомбардують атоми цезію, іонізують їх, і між електродами виникає електричний розряд у вигляді електричної дуги. Дуга виникає у відносно щільній плазмі цезію при напрузі запалення розряду $U_{\text{зап}}$ (рис. 2.14, а). Якщо щільність плазми цезію зменшити, то може виникнути жевріючий, корональний розряд, якому притаманні відносно великі опір і напруга.

Якщо після виходу на дуговий режим збільшувати напругу, тобто йти вздовж ВАХ у зворотному напрямку, то спостерігається своєрідний гістерезис у ВАХ через інерційність маси іонів та електронів, які переносяться у стовпі дуги від емітера до колектора. При цьому дуга загасає при напрузі $U_{\text{гас}}$ (рис. 2.14, а).

При збільшенні температури емітера процеси об'ємної іонізації у стовпі дуги проходять більш інтенсивно, гістерезис у ВАХ зменшується, напруги $U_{\text{зап}}$ та $U_{\text{гас}}$ зближуються (рис. 2.14, б). Далі гістерезис у ВАХ зникає, напруги $U_{\text{зап}}$ і $U_{\text{гас}}$ збігаються (рис. 2.14, в), що притаманне розвиненому дуговому режиму роботи ТЕП.

При зниженні напруги U і відносно холодному емітері від'ємний гальмівний електричний потенціал електронної хмари біля емітера не скомпенсований іонами цезію, і гальмівний потенціал біля емітера $(-\Delta V_e)$ значний (пункти А, В на рис. 2.15, 2.16). Далі зі зменшенням U біля колектора виникає дуговий розряд, додатні іони цезію прискорюють електрони, збільшуючи струм. Біля колектора завдяки накопиченню електронів виникає також гальмівний потенціал $-\Delta V_k$. В міру розвитку дугового розряду дуга захоплює весь міжелектродний проміжок, але протягом значного часу біля емітера залишається подвійний шар Ленгмюра, що складається з гальмівного потенціалу від некомпенсованої електронної хмари й

прискорювального потенціалу від стовпа електричної дуги (рис. 2.16, п.С).

Далі з розвитком дугового розряду при зменшенні напруги подвійний шар Ленгмюра зникає, біля емітера залишається прискорювальний потенціал $+\Delta V_e$, що приводить до подальшого збільшення електричного струму до значення $j_{кз}$ (рис. 2.16, п.Д). У цьому режимі спостерігається витягування електронів з емітера силами позитивного електростатичного поля дуги. Це явище відоме як холодна емісія електронів, або ефект Шотткі.

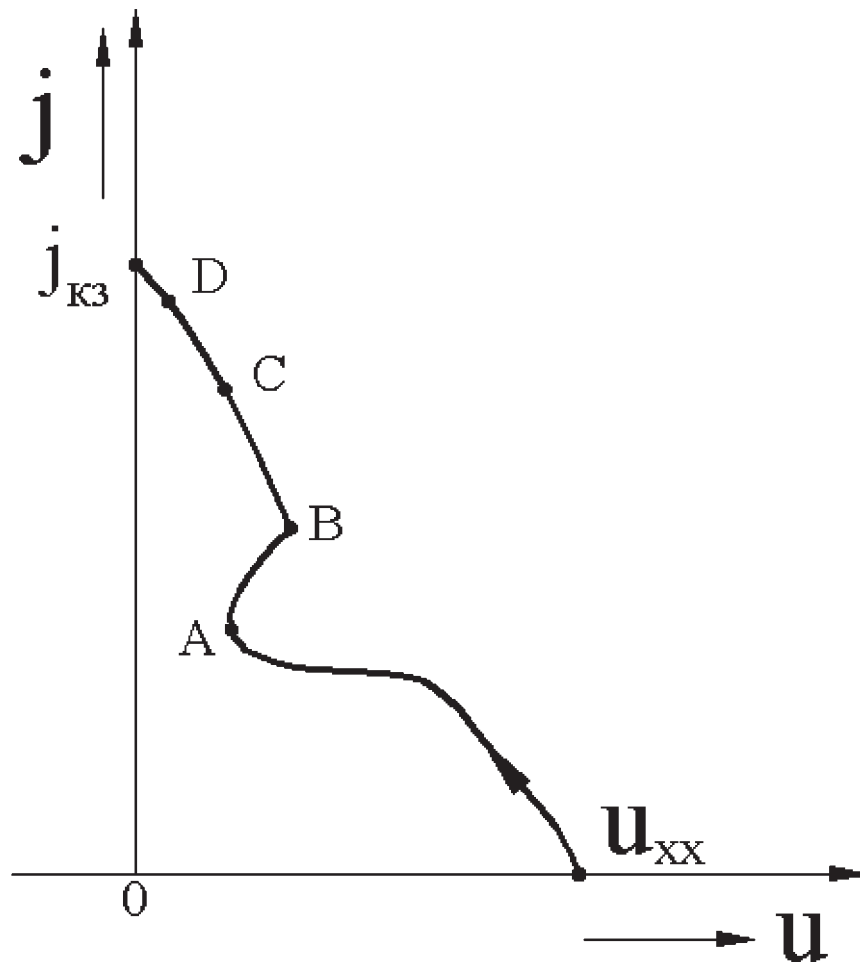


Рис. 2.15. Розвиток ВАХ ТЕП у дуговому режимі

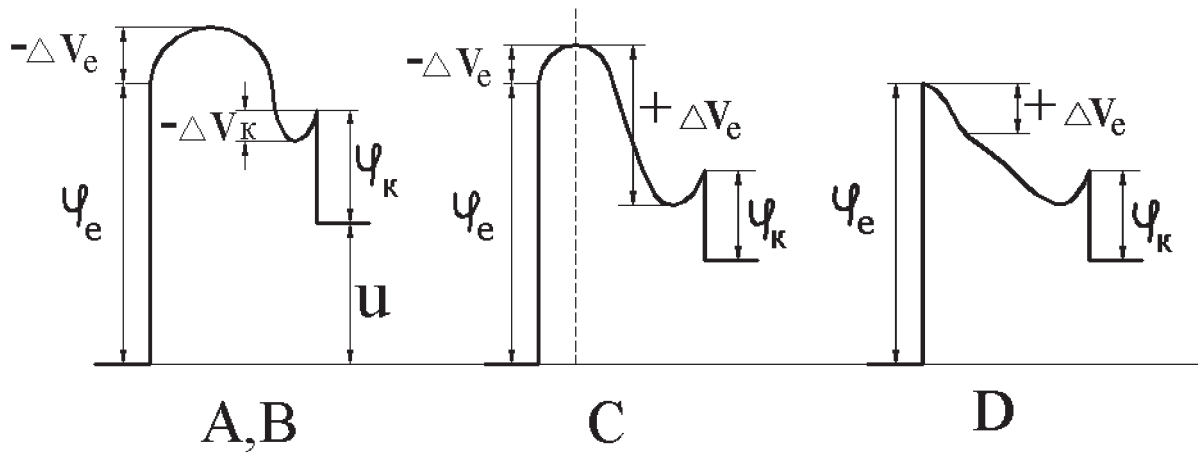


Рис. 2.16. Вигляд потенціальної діаграми електрона у міжелектродному проміжку ТЕП залежно від ступеня розвитку дугового розряду (пункти A, B, C, D ВАХ на рис. 2.15)

Розрахунок ВАХ ТЕП у дуговому режимі складний. Деякі методики на відстані АВ (рис. 2.17) описують ВАХ як квазівакуумний режим, а на відстані АС – як ВАХ електричної дуги; при цьому широко використовують емпіричні експериментальні матеріали. На практиці відтворюють експериментальний ТЕП, удосконалюють його характеристики і закладають ці експериментальні характеристики в основу побудови промислових термоемісійних генераторів струму.

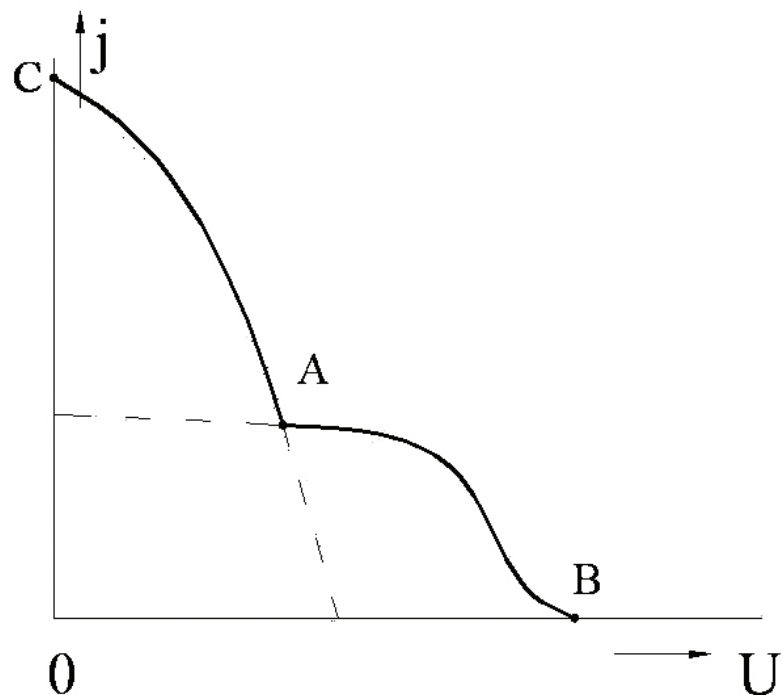


Рис. 2.17. ВАХ ТЕП у дуговому режимі

2.9. Залежність ВАХ ТЕП від зовнішніх факторів

Головними факторами, що впливають на характеристики ТЕП, є температура емітера T_e , величина міжелектродного проміжку d і температура цезію T_{Cs} у міжелектродному проміжку. Як впливає із зазначеного раніше, підвищення температури емітера приводить до збільшення струму, а отже, до підвищення потужності ТЕП (рис. 2.18).

Зменшення міжелектродного проміжку та підвищення температури пари цезію впливають на характеристики ТЕП подібним чином: струм емісії зростає, графіки ВАХ стають більш крутими, тобто зростають електричний ККД і коефіцієнт заповнення ВАХ (рис. 2.19, 2.20).

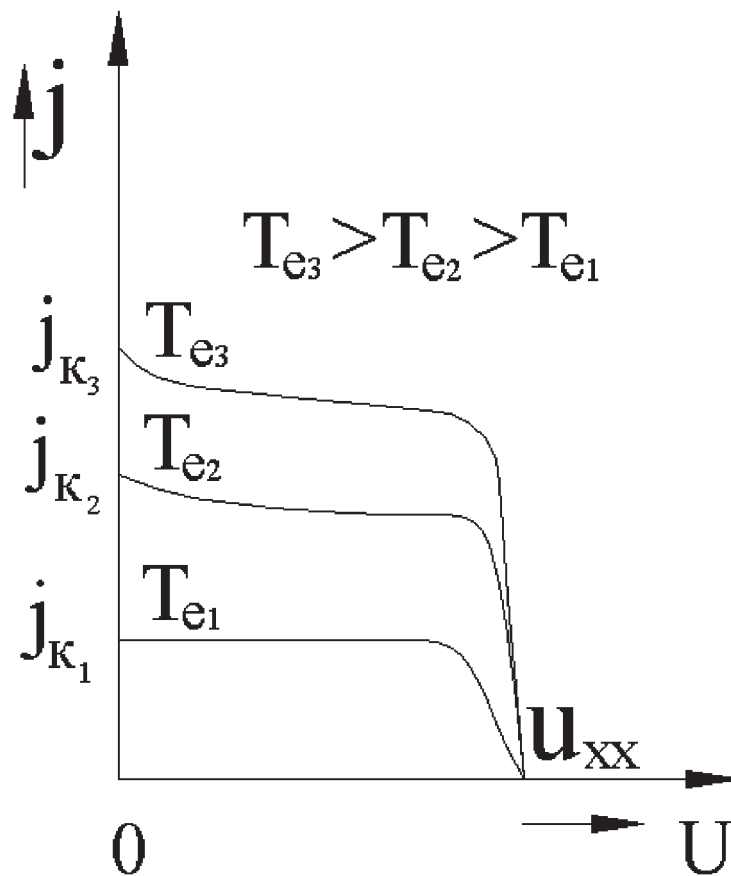


Рис. 2.18. Залежність ВАХ ТЕП від T_e

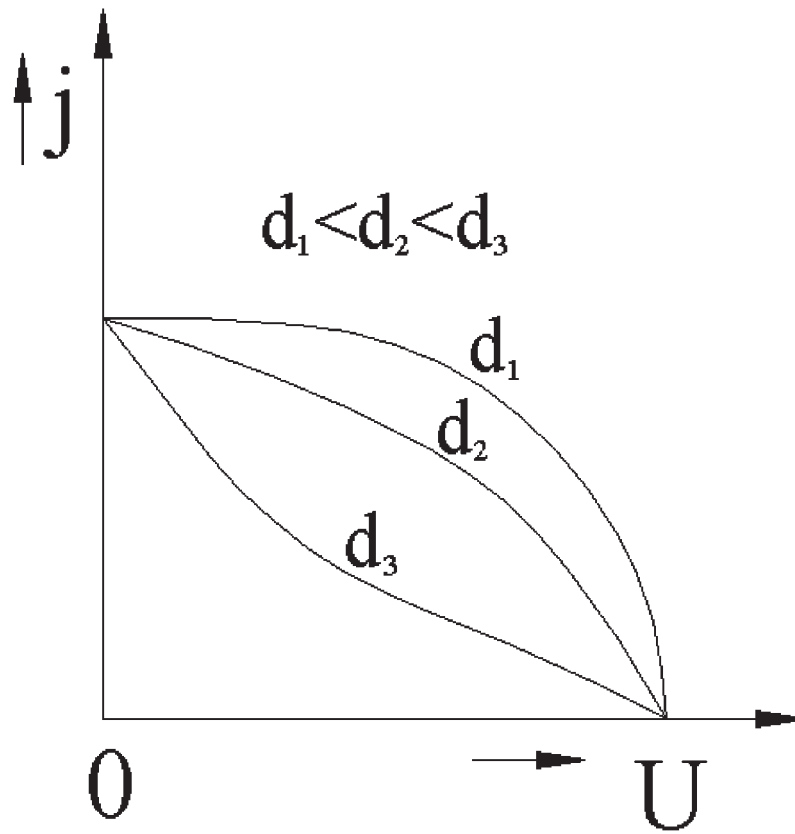


Рис. 2.19. Залежність ВАХ ТЕП від d

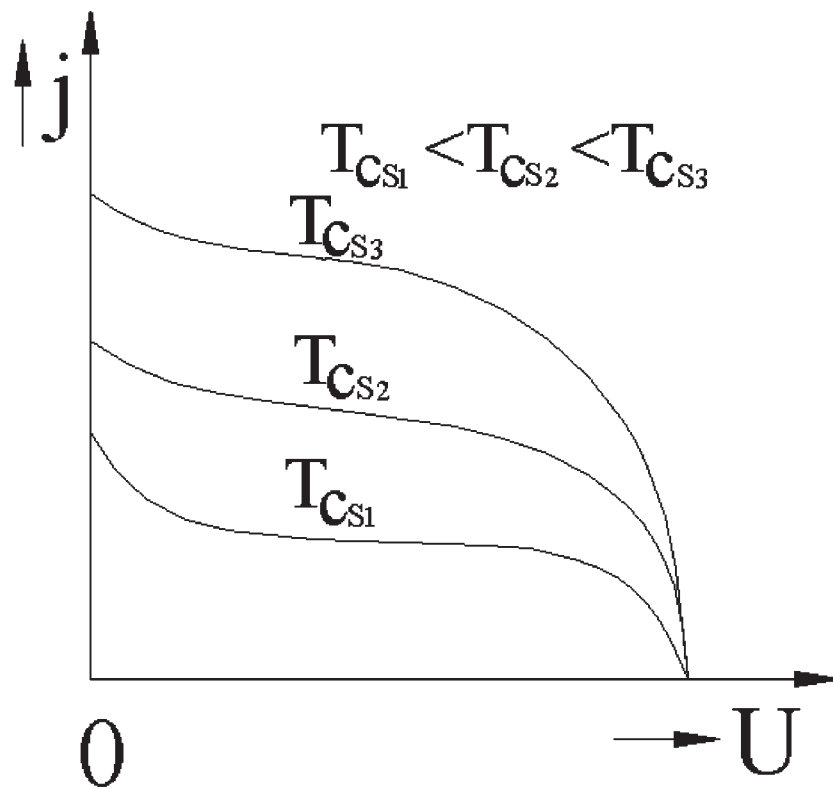


Рис. 2.20. Залежність ВАХ ТЕП від T_{Cs}

2.10. Конструктивні й технологічні проблеми, що виникають при створенні ТЕП

ТЕП –високотемпературні джерела електричного струму. Температура емітера досягає 2000 К і вище. Наявність цезію, речовини дуже агресивної, при такій температурі призводить до інтенсивної корозії й ерозії елементів конструкції: електродів, провідників струму, ізоляції, корпусних деталей тощо. Тому головні деталі елементів ТЕП виготовляють із термостійких матеріалів – вольфраму молібдену, ванадію, ніобію з цирконієм, хромонікелевих сплавів, кераміки на основі окисів алюмінію, карбідів вольфраму тощо.

Високий температурний рівень експлуатації ТЕП потребує відповідних джерел тепла. Із ТЕП добре узгоджуються сонячні концентратори, ядерні реактори, радіоізотопні капсули. Теплова й електрична ізоляція має бути теплостійкою та тепломіцною. При з'єднанні електродів з корпусними деталями і електропровідниками використовують високотемпературне паяння, електрозварювання, зварювання електронними й лазерними променями.

Конструктивні схеми батарей ТЕП можуть бути з плоскими, циліндричними коаксіальними електродами, з дистанційними елементами та без них, із вбудованими в джерело тепла елементами та винесеними із джерела тепла елементами, з елементами, розташованими на поверхні розжареної активної зони ядерного реактора або радіоізотопної капсули.

Схема батарей ТЕП з елементами, вбудованими в джерело тепла (активна зона ядерного реактора, тепловий об'ємний приймач сонячної сконцентрованої енергії), має такі переваги: висока енергоємність на одиницю маси установки, невеликі втрати тепла, високі рівні температур емітерів, що збільшує термічний ККД установки, компактність генератора струму, спрощена конструкція.

Але така схема через високий температурний рівень має низьку надійність при експлуатації. Крім того, об'єднання в одному агрегаті джерела тепла й генератора струму значно утруднює узгодження теплових, гідравлічних та електричних характеристик енергетичної установки, внаслідок чого ускладнюються процеси розрахунку, побудови й доведення її до розрахункових параметрів. Все це знижує економічність генератора струму.

Схема з елементами, винесеними за межі джерела тепла, усуває багато проблем: спрощується узгодження параметрів окремих агрегатів, а отже, спрощуються й процеси конструювання та доводки цих агрегатів. Але ця схема потребує гідравлічних контурів, які з'єднують джерело тепла і генератор струму, знижує температуру емітерів при високій температурі джерела тепла, призводить до збільшення втрат тепла та зменшення енергетичного ККД енергоустановки.

Схема з елементами ТЕП, розташованими на поверхні нагрітої активної зони ядерного реактора або радіоізотопної капсули, займає проміжне місце. Якщо електрична потужність батареї ТЕП не перевищує 1 кВт, то відведення тепла від колекторів можливе за рахунок теплопровідності та ребер зі змінною товщиною, що випромінюють тепло у навколишнє середовище. Якщо електрична потужність більша за 1...1,5 кВт, то для охолодження батареї ТЕП доводиться використовувати контур з рідинним теплоносієм і радіатором з трубчастими або пластинчастими випромінювальними елементами.

Сучасні елементи ТЕП забезпечують у розрахунковому режимі напругу $U_p = 0,5...3$ В і густину струму $j_p = 5...70$ А/см². Більш високі значення струму характерні для дугового режиму, а менші – для квазівакуумного. Енергетичний ККД ТЕП у квазівакуумному режимі досягає значень 0,08...0,15 (0,25). У дуговому режимі ТЕП мають

менші значення ККД через великі втрати енергії у стовпі електричної дуги.

При проектуванні батареї ТЕП може статися, що елементів для досягнення потрібної потужності достатньо, але така батарея не буде забезпечувати потрібну напругу, наприклад 28,5 В. У таких випадках треба віддавати перевагу компактним батареям ТЕП з високим ККД, надійною та простою конструкцією, вибрати зменшене значення напруги зі стандартного ряду (3; 6; 9, 12 В) і доводити його до потрібного значення за допомогою перетворювача напруги, що стоїть між батареєю ТЕП і споживачами електричної енергії.

У сучасних елементах ТЕП різного типу міжелектродний проміжок становить $d = 0,01 \dots 0,5$ мм. Для того, щоб цей проміжок залишався незмінним при різних температурах у процесі експлуатації й електричний розряд між електродами не прив'язувався до певної зони на поверхні електродів (щоб не було значної електричної ерозії електродів і виходу їх із ладу), електроди необхідно термостатувати й не допускати значного температурного градієнта на їх поверхні, тобто електроди мають бути ізотермічними. Це також покращує процес термоемісії та збільшує ККД елементів. Найбільш досконалим засобом термостатування електродів є використання емітерних і колекторних теплових труб, що підводять тепло до ТЕП та відводять його від ТЕП.

Електрична комутація електродів також має бути виконана з тугоплавких матеріалів, які мають значний електричний опір. Тому провали комутації повинні мати значний поперечний переріз, а елементи в модулях, групах треба з'єднувати у послідовно-паралельні з'єднання, що зменшує еквівалентний опір з'єднання та збільшує структурну надійність модуля і батареї ТЕП.

Емісійні властивості електродів зростають в декілька разів, якщо їх виготовляти з монокристалів або полікристалів, осі кристалів яких орієнтовані нормально до емітувальної поверхні.

Електроди не повинні випаровуватись при робочих температурах і мусять мати низький ступінь чорноти (див. табл. 2.3), не повинні змінювати своїх електромеханічних характеристик під впливом іонізуючого випромінювання, мусять мати мінімальний переріз захоплення нейтронів. Матеріали ТЕП мають бути сумісними із лужними металами та мати низьку газову проникність.

2.11. Порівняльна характеристика термоемісійних і термоелектричних перетворювачів енергії

Під час створення теорії прямих перетворювачів теплової енергії в електричну були спроби розробити єдину теорію ТЕЛП і ТЕП і методи розрахунку їх параметрів. Наприклад, А.Ф. Іоффе у своїх роботах розглядав ТЕП як плазмові термодари, до яких застосовував закони Зеєбека і Пельтьє. Закон Зеєбека для ТЕЛП

$$E = \alpha(T_r - T_x)$$

для ТЕП набирав вигляду

$$\varphi_e - \varphi_k = \alpha(T_e - T_k), \quad (2.29)$$

звідки можна одержати коефіцієнт термоЕРС для ТЕП α , $\frac{В}{К}$:

$$\alpha = \frac{\varphi_e - \varphi_k}{T_e - T_k}, \quad (2.30)$$

де φ_e, φ_k – потенціали виходу електрона з емітера і колектора відповідно, В;

T_e, T_k – температури для емітера і колектора, К.

Коефіцієнт добротності (ефективності) Z , $\frac{1}{\text{град}}$, для ТЕП

визначається аналогічно коефіцієнту добротності для ТЕЛП:

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda} = \frac{\alpha^2}{kr}, \quad (2.31)$$

де σ – електропровідність речовини, що знаходиться в міжелектродному проміжку, $\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$;

λ – теплопровідність речовини, що знаходиться у міжелектродному проміжку, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$;

k – коефіцієнт теплопередачі шляхом теплопровідності між емітером і колектором, $\frac{\text{Вт}}{\text{град}}$;

r – електричний опір елемента ТЕП, Ом.

Коефіцієнти термоЕРС α для ТЕП і ТЕЛП близькі за значеннями, а величина σ для ТЕП вища, ніж для ТЕЛП, тому $Z_{\text{ТЕП}} > Z_{\text{ТЕЛП}}$. При збільшенні температури $\sigma_{\text{ТЕЛП}}$ зменшується, $\sigma_{\text{ТЕП}}$ збільшується, що приводить до зменшення $Z_{\text{ТЕЛП}}$ і збільшення $Z_{\text{ТЕП}}$, тобто

$$T \uparrow \rightarrow Z_{\text{ТЕЛП}} \downarrow \rightarrow Z_{\text{ТЕП}} \uparrow.$$

На рис. 2.21 зображено характер зміни $Z_{\text{ТЕЛП}}$ і $Z_{\text{ТЕП}}$ при збільшенні температур T_r і T_e відповідно. Характеристики наведено для вольфрамових емітерів ТЕП та свинцево-телурових напівпровідників ТЕЛП [9].

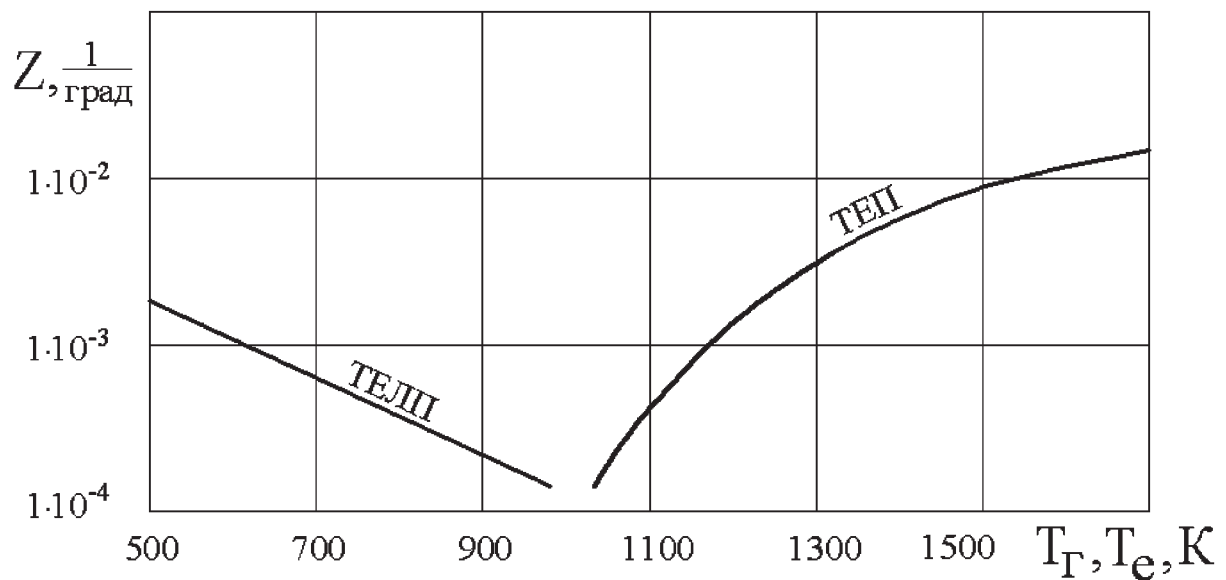


Рис. 2.21. Порівняння ТЕР і ТЕЛП за величиною Z

Аналіз графіків на рис. 2.21 дає можливість зробити такі висновки:

1) при низьких і середніх температурах більш ефективними є ТЕЛП, при високих температурах – ТЕР;

2) при температурах приблизно 1000 К ТЕР і ТЕЛП мають майже однакові значення Z , тобто вони близькі за ефективністю, при більших температурах треба переходити на ТЕР;

3) ТЕЛП і ТЕР добре поєднуються в каскадних енергоустановках, де при високих температурах використовують ТЕР, а при низьких – ТЕЛП.

3. ХІМІЧНІ ДЖЕРЕЛА СТРУМУ, ПРИНЦИП ДІЇ

Для одержання електричного струму треба звільнити носії зарядів – електрони й іони, розділити їх та прискорити у потрібному напрямку. Цього можна досягти з використанням хімічних окисно-відновних реакцій. Такі процеси організовано в хімічних джерелах струму (ХДС), до яких належать гальванічні елементи, хімічні акумулятори та паливні елементи.

Створення струму в ХДС відбувається за рахунок окислення анода та відновлення катода, тобто реакції, подібній до горіння, тому матеріал анода називається паливом, а катода – окисником. На відміну від звичайного горіння, що є процесом неорганізованим, коли паливо й окисник змішані, хімічні окисно-відновні реакції зі створенням кінцевих продуктів і виділенням енергії (ентальпії) у вигляді тепла відбуваються у масі реагентів. У ХДС паливо (анод) та окисник (катод) конструктивно розділені, обмін електронами відбувається на поверхнях електродів, що зв'язані між собою електропровідним середовищем – електролітом. Анод і катод підімкнені до зовнішнього електричного навантаження і проштовхують по ньому електрони, які звільнились у хімічних реакціях. Джерелом електричної енергії є ентальпія хімічної реакції.

У гальванічних елементах і хімічних акумуляторах активні матеріали, реагенти (паливо й окисник) конструктивно входять до складу електродів, і робота джерела струму припиняється з використанням активних матеріалів. У паливних елементах та електрохімічних генераторах, що побудовані на їх основі, реагенти подаються через пористі електроди в зону реакції із баків за допомогою системи подачі та регулювання.

У деяких ХДС кінцевий продукт хімічної реакції можна розкласти до початкових реагентів шляхом зворотного пропускання

струму (за допомогою електролізу) або нагрівання. Такими ХДС є хімічні акумулятори та регенеративні паливні елементи.

Розглянемо в загальному вигляді перебіг хімічних реакцій на електродах ХДС.

На аноді відбувається електрохімічне окислення палива зі звільненням n валентних електронів і створенням позитивних іонів палива:



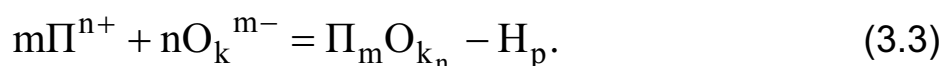
Втрачаючи електрони, анод заряджається позитивно. Створення позитивних іонів палива, тобто іонізація палива, відбувається під дією каталізаторів.

На катоді відбувається електрохімічне відновлення окисника із захопленням m валентних електронів і створенням негативних іонів окисника:



Присвоюючи електрони, катод заряджається негативно.

Загальна реакція з'єднання іонів палива й окисника зі створенням продукту реакції (нейтральної молекули) і виділенням енергії у вигляді ентальпії хімічної реакції має вигляд



Ентальпія H_p відводиться від реактантів (робочої речовини) у вигляді електричної енергії, тому поставлено знак "-".

На створення кінцевого продукту реакції $\text{П}_m\text{O}_{k_n}$ потрібно менше енергії, ніж на іонізацію реактантів, тому виникає зайва енергія H_p , яку можна використати в технічних пристроях (генераторах електричного струму, топках, камерах згоряння тощо).

На рис. 3.1 зображено принципову схему хімічного джерела струму. Анод (паливо) втрачає n валентних електронів, які по

зовнішньому навантаженню R прямують до катода, виконуючи роботу в електричному навантаженні. На катоді створюються негативні іони окисника, які переходять в електроліт. Позитивні іони палива (матеріал анода) також переходять в електроліт. Іони палива прямують до катода (катіони), а іони окисника – до анода (аніони), замикаючи внутрішнє електричне коло ХДС. На поверхнях електродів катіони й аніони взаємодіють, створюючи молекулу кінцевого продукту реакції $\Pi_m O_{k_n}$ і виділяючи енергію у вигляді ентальпії хімічної реакції H_p , Дж/кг.

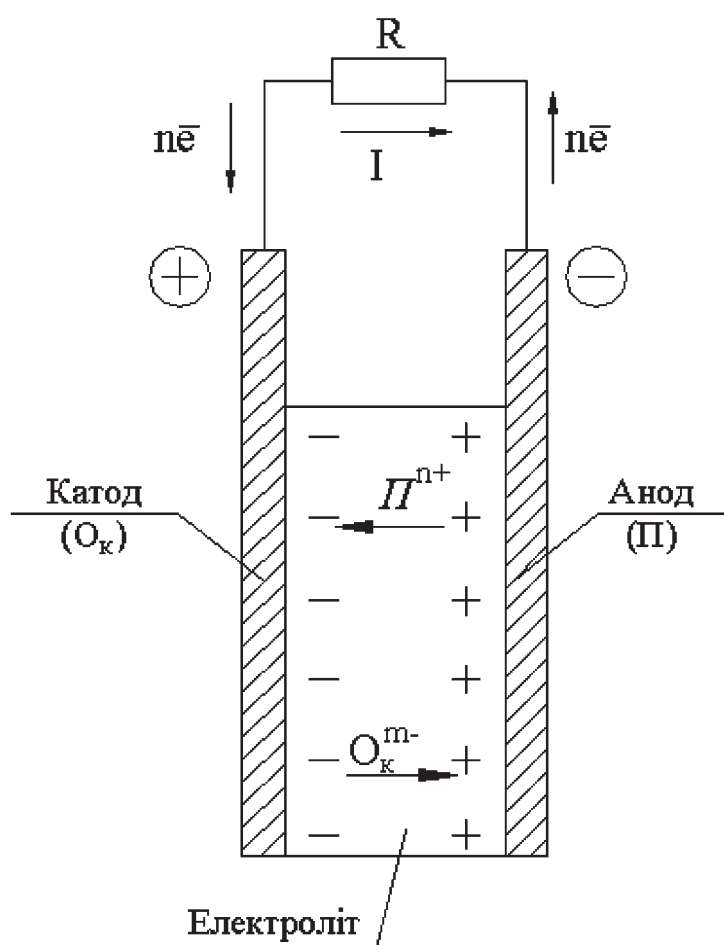


Рис. 3.1. Схема хімічного джерела струму

Електрони по зовнішньому навантаженню йдуть від анода до катода. Але в електротехніці за напрямком руху струму взято

напрямок руху позитивних зарядів, тобто вважається, що струм тече у бік, протилежний напрямку руху електронів, або струм іде по зовнішній мережі від катода до анода, від позитивного електрода до негативного. Ґрунтуючись на цьому, катоду присвоюють знак „плюс”, а аноду – „мінус”, хоча насправді полярність цих електродів зворотна.

Для того щоб ХДС генерувало потік електронів, недостатньо тільки одержати носії зарядів (електрони та іони) – необхідно ці заряди розділити та прискорити. Розділення зарядів забезпечують електроди та сепаратори між ними. Прискорення зарядів у між-електродному проміжку забезпечене створенням прискорювального енергетичного і електростатичного східця завдяки підбору різних потенціалів іонізації реагентів на електродах. Потенціали іонізації ХДС називають електродними потенціалами, а за початок відрахунку потенціалів беруть електродний потенціал водню $\varphi_{\text{H}_2} = 0, \text{ В}$. Тут негативний заряд (іон) здійснює нібито термодинамічний цикл, генеруючи електричну енергію. Емітером електронів є анод (паливо). На катоді негативний заряд (іон) одержує енергію $E_k = \varphi_k$ за рахунок ентальпії хімічної реакції, прискорюється в міжелектродному проміжку за допомогою енергетичного потенціалу $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_a = E_k - E_a = E$ і падає на анод (колектор негативних іонів). На аноді негативний іон втрачає частину своєї енергії, еквівалентну $\varphi_a = E_a$, для рекомбінації з позитивним іоном анода (палива) і створення нейтральної молекули продукту хімічної реакції. Зайва енергія, еквівалентна прискорювальному потенціалу $\Delta\varphi$, що передається вільним електронам, створює електричний струм.

Тут катод відіграє роль машини-двигуна (за аналогією з газотурбінною установкою в ролі турбіни), анод – роль машини-перетворювача (компресора), $\Delta\varphi$ еквівалентний ефективній роботі циклу $L_{\text{ц}} = L_{\text{т}} - L_{\text{к}}$.

Із рис. 3.1 видно, що у зовнішньому навантаженні ХДС течуть електрони, а у внутрішньому колі (між електродами через електроліт) – іони O_k^{m-} та H^{n+} .

3.1. Потенціальні діаграми електрона та ВАХ елемента ХДС

Для пояснення роботи ХДС і розрахунку їх ВАХ доцільно будувати потенціальні діаграми електрона у міжелектродному проміжку аналогічно напівпровідникам і ТЕП (рис. 3.2). За початок відрахунку енергій покладено електродний потенціал водню, що дорівнює нулеві.

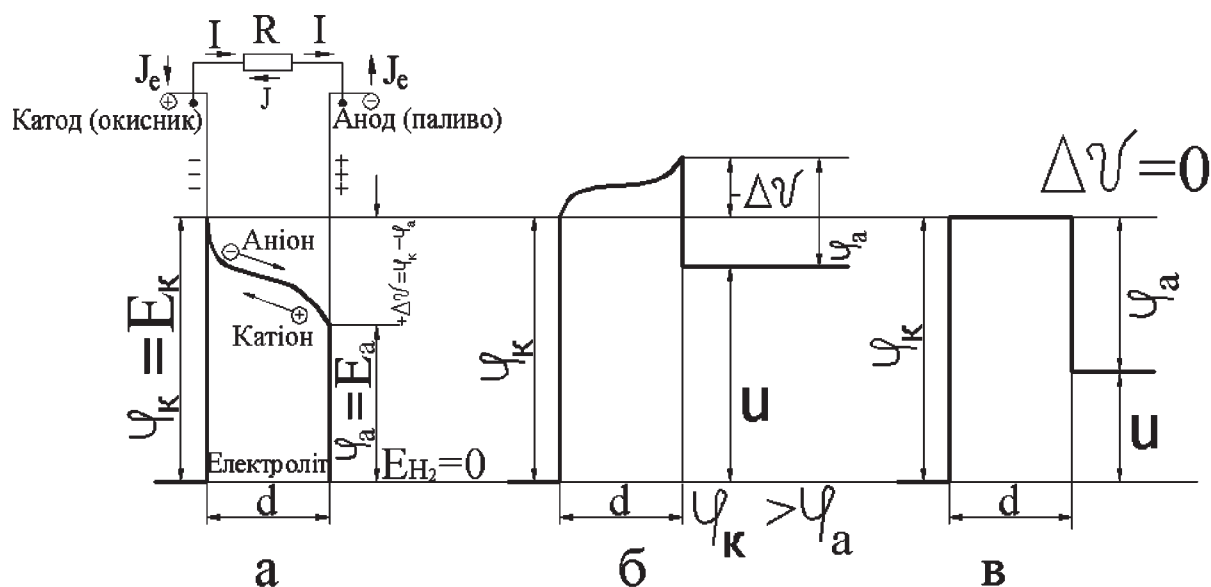


Рис. 3.2. Потенціальні діаграми електрона в міжелектродному проміжку елемента ХДС:

а – при $U = 0 (I_{\text{кз}})$; б – при $U \leq U_{\text{xx}}$; в – при $U = \varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{а}}$

На діаграмах рис. 3.2

$$+ \Delta V = (\varphi_k - \varphi_a) - U \quad (3.4)$$

– прискорювальний потенціал електродів,

$$- \Delta V = U - (\varphi_k - \varphi_a) \quad (3.5)$$

– гальмівний потенціал навантаження.

Видно, що при $U = \varphi_k - \varphi_a$ $\Delta V = 0$, тобто електрон знаходиться у стані нейтральної рівноваги. Гальмівний потенціал ΔV виникає через дію опору зовнішнього електричного навантаження.

На рис. 3.3 зображено загальний вигляд вольт-амперної характеристики елемента ХДС. Як і раніше, ВАХ описується рівнянням

$$U = E - Ir,$$

де $E = E_k - E_a,$ (3.6)

або $E = \varphi_k - \varphi_a$ – електрорушійна сила елемента ХДС, В;

I – струм елемента, А;

r – внутрішній опір елемента, Ом.

Із рис. 3.3 видно, що ВАХ елемента ХДС має складний характер. На відстані АВ характеристика лінійна, коли внутрішній опір елемента r не залежить від струму I та напруги U , тобто r – стала величина. Цей опір визначається омичним опором електроліту $r_{ом}$, і частіше його одержують з експерименту або беруть з довідників.

Внутрішній опір r елемента складається із декількох частин:

$$r = r_{ом} + r_{акт} + r_{кон}, \quad (3.7)$$

де $r_{ом}$ – омичний опір електроліта елемента, Ом;

$r_{акт}$ – опір активації;

$r_{\text{кон}}$ – опір концентрації.

Сума

$$r_{\text{акт}} + r_{\text{кон}} = r_{\text{ом}} \quad (3.8)$$

являє собою опір поляризації, що є функцією струму та напруги.

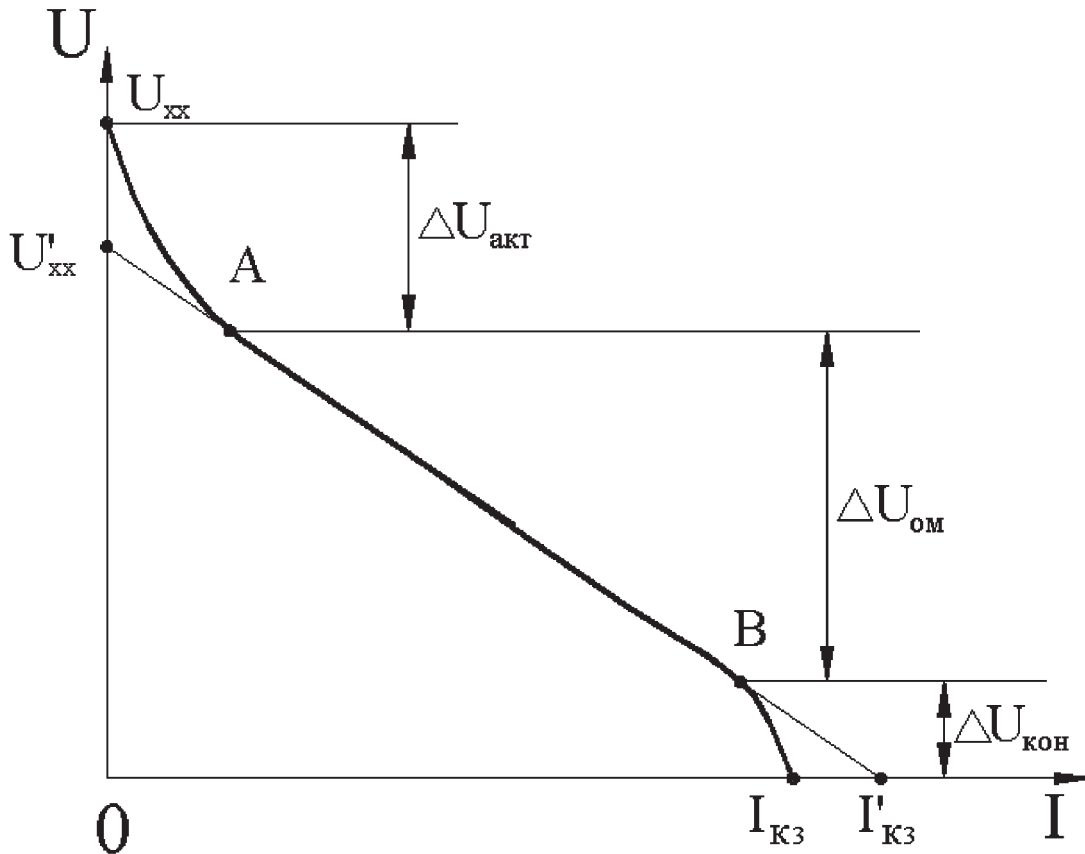


Рис. 3.3. ВАХ елемента ХДС

Нелінійний характер ВАХ на відстані $U_{\text{ox}} - A$ визначається опором $r_{\text{акт}}$ та падінням напруги активації $\Delta U_{\text{акт}}$, В:

$$\Delta U_{\text{акт}} = I r_{\text{акт}}. \quad (3.9)$$

Це падіння напруги спричинене витратою енергії на процеси іонізації атомів реагентів (палива й окисника).

Нелінійний характер ВАХ на відстані $B - I_{\text{кз}}$ визначається опором $r_{\text{кон}}$ та падінням напруги концентрації $\Delta U_{\text{кон}}$, В:

$$\Delta U_{\text{кон}} = I r_{\text{кон}}. \quad (3.10)$$

Падіння напруги $\Delta U_{\text{кон}}$ спричинене значною зміною концентрації реагентів і продуктів хімічної реакції біля поверхні електродів при значних струмах розряду елемента. Концентрації реагентів зменшуються, а концентрація продуктів реакції збільшується, що приводить до значного збільшення $\Delta U_{\text{кон}}$ і $r_{\text{кон}}$.

Існує багато методик розрахунку ВАХ ХДС, але більшість із них емпіричні або напівемпіричні. Так, наприклад, спочатку будують лінійну частину ВАХ ХДС $U'_{\text{xx}} - I'_{\text{кз}}$. Значення U'_{xx} , В, одержують із рівняння ВАХ при $I = 0$:

$$U'_{\text{xx}} = E = E_{\text{k}} - E_{\text{a}}. \quad (3.11)$$

Значення $I'_{\text{кз}}$, А, одержують із рівняння ВАХ при $U = 0$:

$$I'_{\text{кз}} = \frac{E}{r_{\text{ом}}}. \quad (3.12)$$

Нелінійні частини ВАХ $U_{\text{xx}} - A$ і $B - I_{\text{кз}}$ описують як експоненти, логарифмічні та інші спіралі, степеневі функції. Для цього треба мати експериментальні або розрахункові значення U_{xx} , $I_{\text{кз}}$ і проводити нелінійні частини ВАХ таким чином, щоб у пунктах А і В вони були дотичними до лінійної частини ВАХ.

З урахуванням падіння напруги через поляризацію можна записати рівняння ВАХ елемента ХДС у такому вигляді:

$$U = E - \Delta U_{\text{акт}} - \Delta U_{\text{кон}} - \Delta U_{\text{ом}}. \quad (3.13)$$

Процеси поляризації відбуваються як на аноді, так і на катоді, тому

$$\Delta U_{\text{акт}} = \Delta U_{\text{акт}}^{\text{a}} + \Delta U_{\text{акт}}^{\text{k}}; \quad (3.14)$$

$$\Delta U_{\text{кон}} = \Delta U_{\text{кон}}^{\text{a}} + \Delta U_{\text{кон}}^{\text{k}}; \quad (3.15)$$

$$\Delta U_{\text{ом}} = I r_{\text{ом}} = I \rho \frac{l_{\text{ел}}}{S_{\Gamma}}, \quad (3.16)$$

де $\Delta U^{\text{а}}_{\text{акт}}$, $\Delta U^{\text{к}}_{\text{акт}}$ – падіння напруги активації на аноді та катоді відповідно;

$\Delta U^{\text{а}}_{\text{кон}}$, $\Delta U^{\text{к}}_{\text{кон}}$ – падіння напруги концентрації на аноді та катоді відповідно;

S_{Γ} – площа геометричної (габаритної) поверхні електродів, см^2 ;

ρ – питомий електричний опір електроліту, $\text{Ом}\cdot\text{см}$; $l_{\text{ел}} = d$ – відстань між електродами, см .

Якщо

$$j = \frac{I}{S_{\Gamma}} \quad (3.17)$$

– густина струму, $\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$,

то

$$\Delta U_{\text{ом}} = j \rho l_{\text{ел}}.$$

Ураховуючи процеси поляризації на обох електродах, можна записати рівняння ВАХ елемента ХДС (3.13) у такій формі:

$$U = E - \Delta U^{\text{а}}_{\text{акт}} - \Delta U^{\text{а}}_{\text{кон}} - \Delta U^{\text{к}}_{\text{акт}} - \Delta U^{\text{к}}_{\text{кон}} - j \rho l_{\text{ел}}. \quad (3.18)$$

У роботах [19, 20, 26] значення поляризаційного падіння напруги на електродах, V , наведено в такій інтерпретації:

$$\Delta U_{\text{акт}} = v \lg \frac{j}{j_0}, \quad (3.19)$$

де v – емпіричний коефіцієнт, $v = 0,06 \dots 0,12$ В при $t = 25$ С;

j – густина струму вздовж ВАХ елемента ХДС, $\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$;

j_0 – густина струму обміну носіями заряду між електродами

при рівновазі, $\frac{A}{\text{см}^2}$ ($j_0 \approx 1$);

$$\Delta U_{\text{кон}} = -\frac{2,3RT}{n\Phi} \lg \left(1 - \frac{j}{j_{\text{гр}}} \right). \quad (3.20)$$

Тут $R = 8314 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ – універсальна газова стала;

T – температура реактанта, К;

n – кількість електронів, які беруть участь у електрохімічному перетворенні однієї молекули речовини, що надходить до електрода;

$\Phi = 96500 \cdot 10^3 \frac{\text{Кл}}{\text{кмоль}}$ – стала Фарадея;

$j_{\text{гр}}$ – гранична, найбільша густина струму, $\frac{A}{\text{см}^2}$:

$$j_{\text{гр}} = \frac{n\Phi\Phi DC}{\delta}, \quad (3.21)$$

де D – коефіцієнт дифузії носіїв зарядів в елементі, тобто кількість електронів і іонів, що проходять через 1 см^2 поверхні електродів і електроліту за 1 с , $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$;

C_v – концентрація реактантів у об'ємі розчину, $\frac{\Gamma}{\text{см}^3}$;

δ – товщина дифузійного шару, де відбувається дифузія, см.

У попередніх розрахунках можна брати

$$j_{\text{гр}} \approx j'_{\text{кз}} = \frac{E}{r_{\text{ом}} S_{\Gamma}}. \quad (3.22)$$

Якщо в рівняння (3.18) підставити значення поляризаційного падіння напруги на електродах (3.19), (3.20), то рівняння ВАХ елемента ХДС матиме вигляд

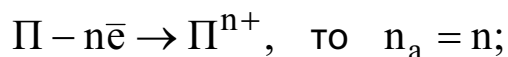
$$U = E - v_a \lg \frac{j}{j_{0a}} + \frac{2,3RT}{n_a \Phi} \lg \left(1 - \frac{j}{j_{гpa}} \right) - v_k \lg \frac{j}{j_{0k}} + \frac{2,3RT}{n_k \Phi} \lg \left(1 - \frac{j}{j_{гpk}} \right) - j \rho l_{ел}. \quad (3.23)$$

У цьому рівнянні можна брати такі значення величин:

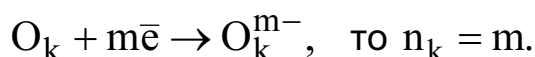
$$E = E_k - E_a; \quad v_a = 0,06 \dots 0,09 \text{ В}; \quad v_k = 0,10 \dots 0,12 \text{ В}; \quad j_{0a} \approx j_{0k} = 1 \frac{\text{А}}{\text{см}^2};$$

$$j_{гpa} = \frac{E_a}{r_{ом} S_{г}}; \quad j_{гpk} = \frac{E_k}{r_{ом} S_{г}}.$$

Якщо анодна реакція (3.1) має вигляд



якщо катодна реакція (3.2) має вигляд



Досвід показує, що в більшості елементів при роботі ХДС реактанти мають постійні температуру та тиск, тобто в елементах спостерігається ізотермно-ізобаричний термодинамічний процес, тому у формулі (3.23) взято $T_a = T_k = T = \text{const}$.

Задаючись рядом значень густини струму у межах $j = 0 \dots j_{кз}$ з певним шагом, розраховують значення напруги U за допомогою рівняння (3.23).

Вольт-амперна характеристика ХДС (див. рис. 3.3) постійна у часі, коли концентрації реактантів (палива, окисника) та електроліту

при роботі ХДС підтримуються постійними за допомогою системи подачі реактантів і регулювання. Це можливо здійснити в паливних елементах та електрохімічних генераторах струму, які побудовані на їх основі, коли газові або рідинні реактанти подаються із баків у зону реакції через пористі електроди і ця подача певним чином дозована.

Якщо реактанти конструктивно входять до складу електродів, як це зроблено в гальванічних елементах і хімічних акумуляторах, то стабілізувати значення концентрацій реактантів у часі неможливо, і ВАХ такого джерела струму весь час змінюється, тобто робота такого ХДС суттєво нестационарна. У цьому випадку замість ВАХ користуються розрядними (та зарядними для хімічних акумуляторів) характеристиками (рис. 3.4).

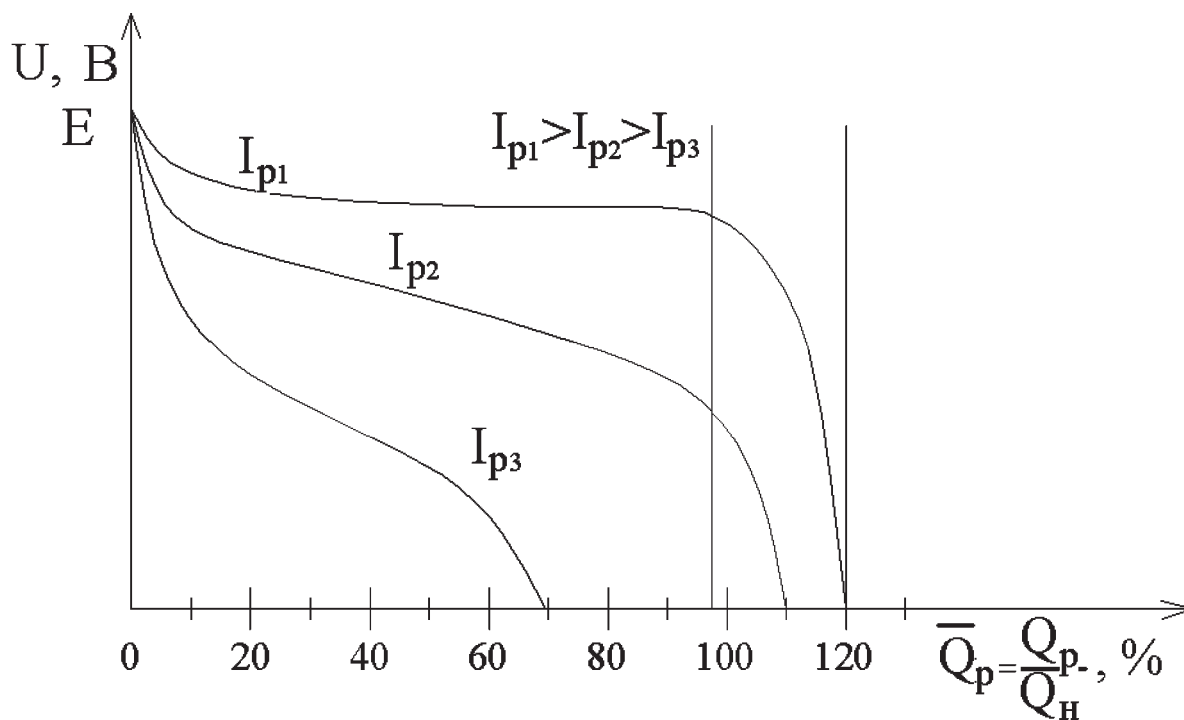


Рис. 3.4. Типова розрядна характеристика ХДС

Типова розрядна характеристика ХДС являє собою графік залежності напруги, що розвиває джерело, від відносної або абсолютної ємності джерела \bar{Q} . Ємність – це кількість електричної енергії, накопиченої в джерелі. Ця енергія міститься у реактантах і

пропорційна їх масі. Ємність вимірюється у джоулях або в ампер-годинах. Відносна ємність

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_H} \quad (3.24)$$

визначається або в безрозмірних величинах, або у відсотках.

Тут Q – ємність, що віддається споживачеві при розряді (накопичується при заряді), Дж (А·год);

Q_H – ємність, що гарантована виробником для даного типу ХДС, так звана номінальна ємність, Дж (А·год).

Ємність Q пов'язана з часом, тому часто при побудові розрядних (зарядних) характеристик замість Q (\bar{Q}) використовують час t .

Розрядні (зарядні) характеристики суттєво залежать від струму розряду або заряду (див. рис. 3.4). При малих струмах розряду I_{p1} перебіг електродних реакцій повільний, реактанти використовуються раціонально, розрядна крива має явно виражену лінійну частину. Коли всі реактанти (паливо, окисник) використані і при розряді споживачеві віддано ємність $Q \geq Q_H$, дуже зростає поляризація концентрації через велику концентрацію некорисних продуктів реакції. Поляризація активації при цьому незначна (лінія I_{p1} на рис. 3.4).

Навпаки, при великих струмах розряду, коли споживачеві віддається велика електрична енергія за короткий час, перебіг хімічних електродних реакцій інтенсивний, реактанти використовуються нераціонально, доля втрат енергії через поляризаційні ефекти велика, що приводить до крутих, нелінійних розрядних характеристик ХДС (лінія I_{p3} на рис. 3.4).

На рис. 3.5 показано спрощену типову зарядну характеристику хімічного акумулятора, коли кінцеві продукти хімічної реакції відновлюються до початкових реактантів за допомогою електролізу при зворотному пропусканні електричного струму через акумулятор від зовнішнього джерела. Цей процес відновлює здатність акумулятора знову віддавати електричну енергію споживачу.

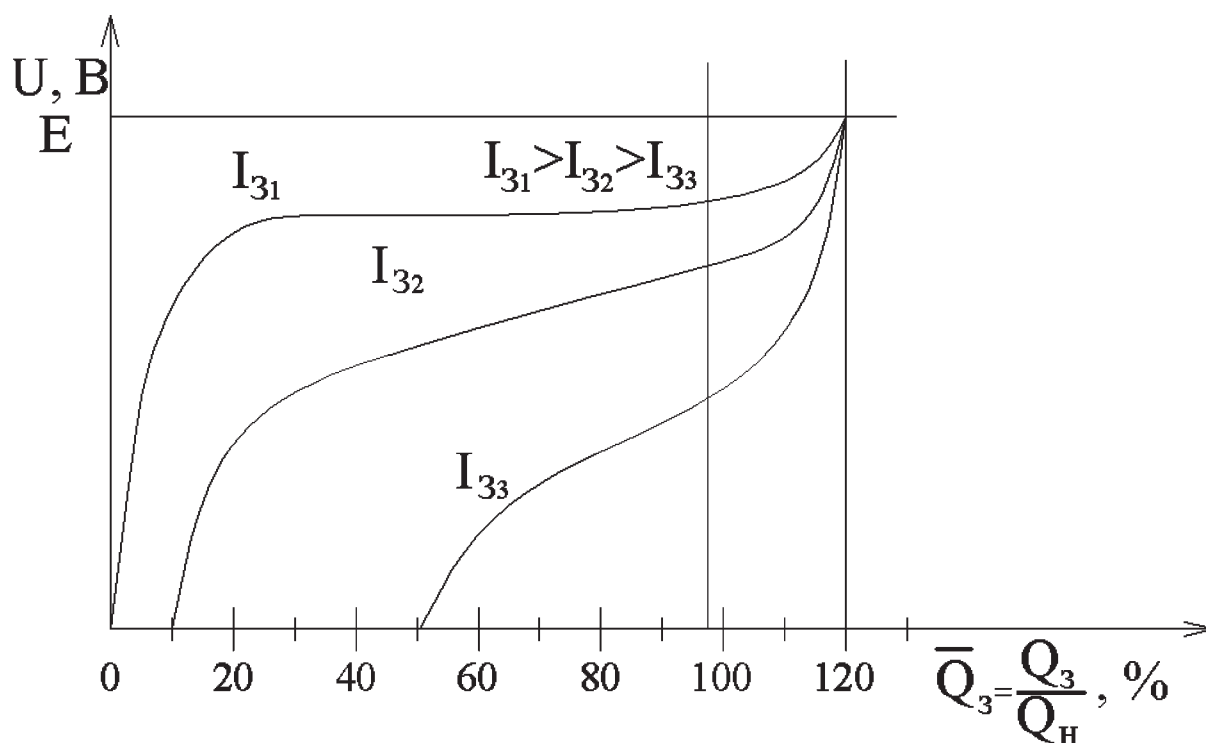


Рис. 3.5. Типова зарядна характеристика ХДС

Процес заряду акумулятора зворотний до процесу розряду і можливий при використанні оборотних хімічних реакцій. Аналогічно процесу розряду при заряді малими зарядними струмами регенерація реактантів іде повільно, раціонально, з малими втратами енергії, і навпаки, заряд великими зарядними струмами за короткий час призводить до великих втрат енергії, неповного відновлення реактантів, тобто до неповного відновлення електричної ємності акумулятора.

Розрядні й зарядні характеристики дають можливість побудувати так звані миттєві вольт-амперні характеристики ХДС, тобто ВАХ для фіксованого часу або ємності Q . Для цього фіксують значення \bar{Q} , вибирають із розрядної (зарядної) характеристики відповідні величини U та I і за цими величинами будують ВАХ для вибраної ємності \bar{Q} або часу t .

Інтенсивність хімічних реакцій суттєво залежить від температури навколишнього середовища, що визначає температурну залежність ВАХ ХДС. Підвищення температури до певної межі збільшує струм і напругу ХДС (рис. 3.6). Існує оптимальна температура, при якій потужність ХДС максимальна.

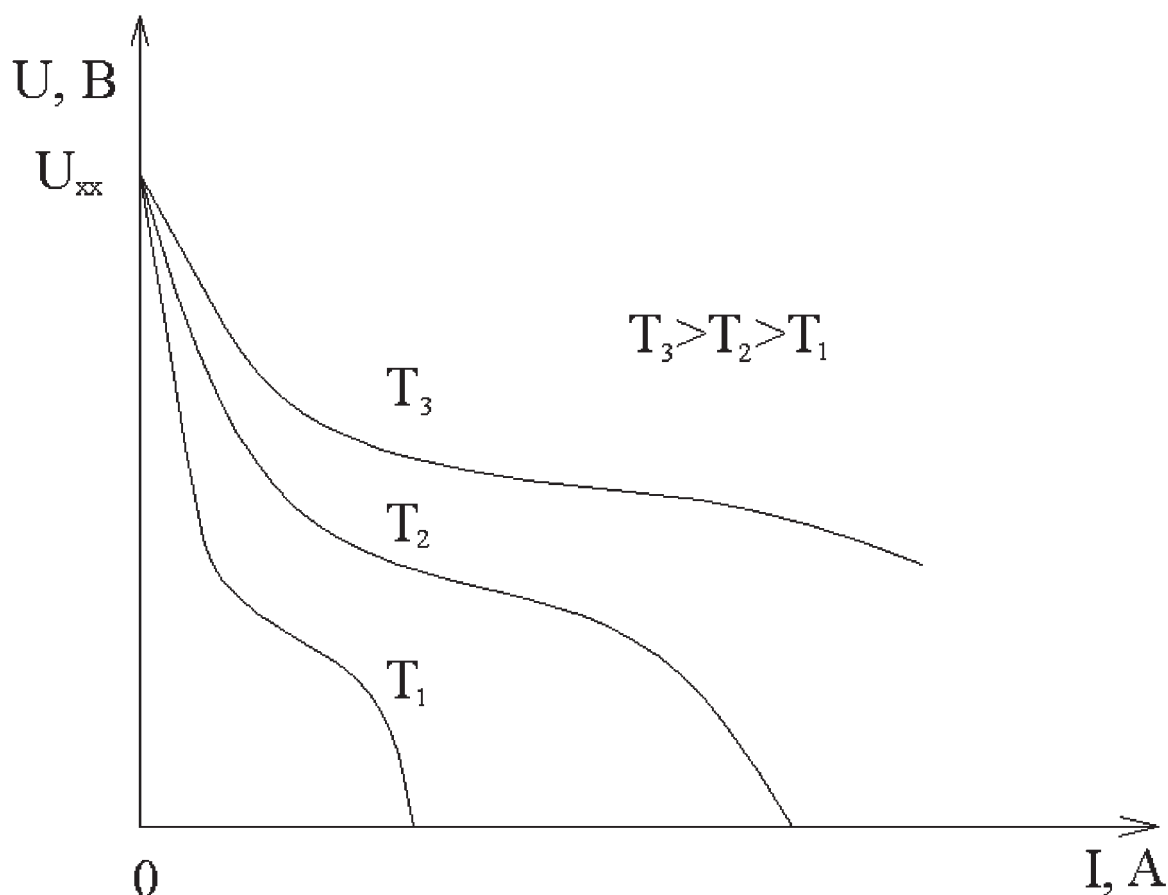


Рис. 3.6. Залежність ВАХ ХДС від температури

Аналогічний вплив на ВАХ має збільшення концентрації реагентів та електроліту.

3.2. Термодинамічні основи хімічних джерел струму

3.2.1. Вільні енергії Гіббса і Гельмгольца

Хімічне джерело струму є термодинамічною системою, що внаслідок взаємодії з навколишнім середовищем виробляє електричну енергію. Взаємодія полягає в тому, що ХДС споживає хімічні реактанти та тепло й перетворює їх в електричну енергію.

Для оцінки енергетичної здатності термодинамічної системи існують декілька термодинамічних функцій. До таких енергетичних

функцій відносять внутрішню енергію, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$:

$$U = C_v \cdot T, \quad (3.25)$$

де C_v – теплоємність робочої речовини системи при сталому

об'ємі, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

T – температура системи, К.

Внутрішня енергія визначає теплову енергію термодинамічної системи.

Для одержання повної енергії системи (теплової, механічної)

існує функція тепловмісту, або ентальпія, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$:

$$i = U + PV = C_v T + PV, \quad (3.26)$$

де P – тиск робочої речовини системи, $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$;

V – питомий об'єм робочої речовини, $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

На рис. 3.7 зображено термодинамічний процес 1-2 в координатах T-S. Кількість теплової енергії, що супроводжує процес

1-2, вимірюється площиною 1-2-в-а-1. За початок відліку температури взято абсолютний нуль температур: $T = 0\text{К}$.

Термодинамічна система, в якій відбувається процес 1-2, знаходиться в навкружному середовищі з температурою T_x – температурою холодильника.

Згідно з другим законом термодинаміки тепло самовільно не може переходити від менш нагрітого тіла до більш нагрітого, тому теплова енергія, що відповідає площині а-в-d-c-а, не може бути використана й перетворена в інші види енергії, бо вона лежить нижче температури T_x . Ця енергія супроводжує термодинамічні процеси як баласт і називається анергією.

В інші види енергії (механічну, електричну) може бути перетворене тепло, що вимірюється площиною 1-2-d-c-1, бо вона лежить вище температури T_x . Перетворювальна частина енергії має

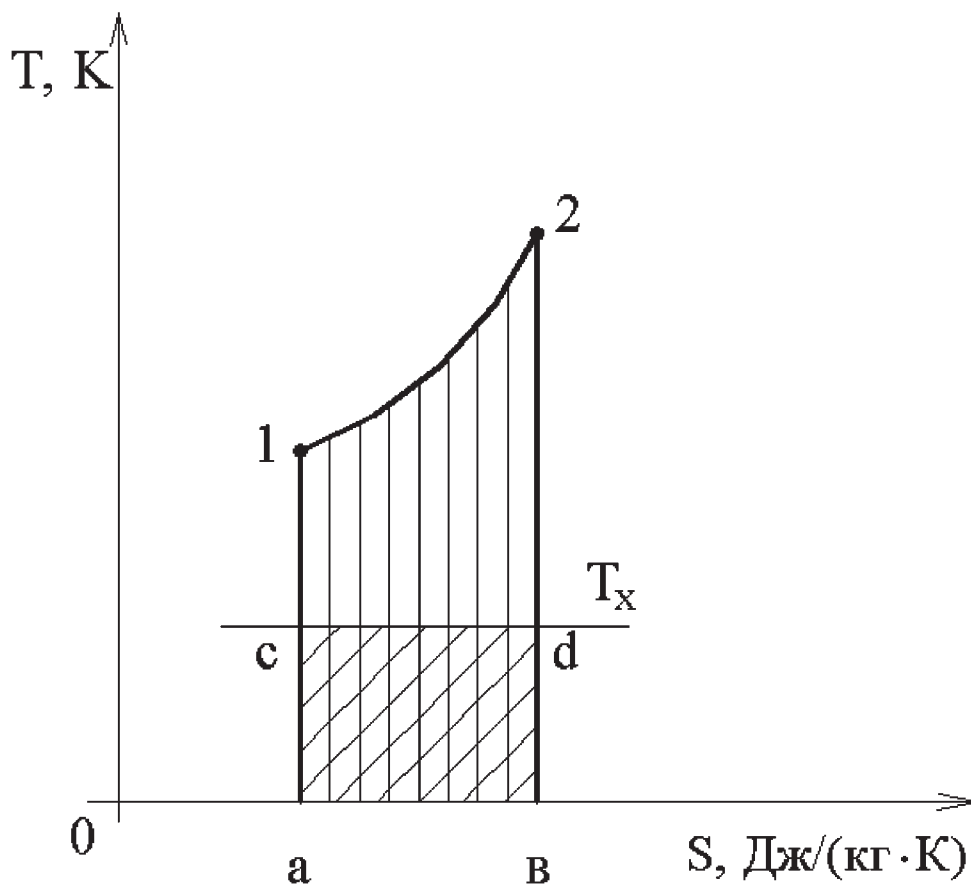


Рис. 3.7. Енергетична діаграма в координатах T-S

назву ексергії. Існує багато розрахунків, де оперують перетворювальною частиною енергії (наприклад, ексергетичний аналіз), тому введено енергетичні функції, що побудовані на перетворювальній частині енергії:

1. Вільна енергія Гельмгольца. Для термодинамічного процесу 1-2 (див. рис. 3.7) зміна цієї функції введена як

$$\Delta F = \Delta U - T_x \Delta S, \quad (3.27)$$

тобто енергія Гельмгольца, Дж/кг, є перетворювальною частиною внутрішньої енергії ΔU . Виконуючи граничний перехід, коли об'єм робочої речовини системи $\Delta V \rightarrow 0$, одержимо значення функції в точці енергетичної площини T-S. Перехід $\Delta V \rightarrow 0$ спричиняє відповідні переходи $\Delta F \rightarrow F$, $\Delta U \rightarrow U$, $\Delta S \rightarrow S$, $T_x \rightarrow T$. Тоді функція ΔF (3.27) набуває значення

$$F = U - TS, \quad (3.28)$$

де S – ентропія робочої речовини системи, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

2. Вільна енергія Гіббса. Для термодинамічного процесу 1-2 (див. рис. 3.7) зміна цієї функції введена як

$$\Delta Z = \Delta i - T_x \Delta S, \quad (3.29)$$

тобто вільна енергія Гіббса, Дж/кг, є перетворювальною частиною ентальпії Δi . Виконуючи аналогічні граничні переходи $\Delta V \rightarrow 0$, $\Delta Z \rightarrow Z$, $\Delta i \rightarrow i$, $\Delta S \rightarrow S$, $T_x \rightarrow T$, одержимо значення функції Z у точці енергетичної площини i-s:

$$Z = i - TS = U + PV - TS = C_v T + PV - TS. \quad (3.30)$$

Як було сказано раніше, ХДС працює при сталих температурах та тиску реагентів, тобто енергетичні параметри ХДС змінюються при ізобарно-ізотермічному термодинамічному процесі, який

аналогічний процесу фазових переходів, коли $P = \text{const}$, $T = \text{const}$. Враховуючи цей факт, можна одержати похідну від функції Z , якщо з точністю до константи C_v здиференціювати вираз (3.30):

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p = -S. \quad (3.31)$$

Тоді

$$Z = i + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p. \quad (3.32)$$

3.2.2. Розрахунок електрорушійної сили та енергії, що виробляється ХДС

Енергію, що виробляється ХДС, можна знайти, якщо проаналізувати рівняння збереження енергії у формі першого закону термодинаміки, яке запишемо для ХДС як термодинамічної системи:

$$dQ = TdS = dU + PdV + dA, \quad (3.33)$$

тобто теплова енергія, підведена до ХДС, іде на зміну внутрішній енергії dU системи, виконання механічної роботи проти сил тиску зовнішнього середовища PdV та виконання немеханічної роботи dA . Для ХДС dA – електрична енергія, що виробляється джерелом струму.

Із рівняння (3.33) маємо

$$dA = TdS - dU - PdV, \quad (3.34)$$

або

$$dA = -(dU + PdV - TdS). \quad (3.35)$$

Візьмемо повний диференціал від функції Z (3.30):

$$dZ = dU + PdV + VdP - TdS - SdT.$$

Якщо перебіг термодинамічних процесів здійснюється при $P = \text{const}$, $T = \text{const}$, то $dP = 0$, $dT = 0$ і повний диференціал функції Z має вигляд

$$dZ = dU + PdV - TdS, \quad (3.36)$$

тому функція Z називається також ізобарно-ізотермічним потенціалом.

Порівнюючи рівняння (3.35) і (3.36), бачимо, що $dA = -dZ$, або в інтегральній формі

$$\boxed{A = -\Delta Z.} \quad (3.37)$$

Це означає, що електрична енергія, яка виробляється ХДС, дорівнює зміні вільної енергії Гіббса у хімічній реакції створення електричного струму з протилежним знаком.

Значення величин ΔZ на 1 кг або 1 моль продуктів реакції наведено у довідковій або спеціальній літературі для типових струмотвірних хімічних реакцій [19].

Електрорушійну силу (ЕРС) елемента E , В, можна знайти також із закону Фарадея про електроліз $\left([A] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кМоль}} \right)$:

$$A = \Phi n E, \quad (3.38)$$

де $\Phi = 96500 \cdot 10^3 \frac{\text{Кл}}{\text{кМоль}}$ – стала Фарадея;

n – кількість електронів, звільнених однією молекулою палива на аноді.

Із рівнянь (3.37) і (3.38) випливає, що

$$\boxed{E = \frac{A}{\Phi n} = -\frac{\Delta Z}{\Phi n}.} \quad (3.39)$$

3.2.3. Рівняння Гіббса - Гельмгольца та його аналіз. ККД елемента ХДС

Згідно з (3.37) елемент ХДС виробляє електричну енергію, яка дорівнює ΔZ . Із (3.32) випливає, що

$$\Delta Z = \Delta i + T \left(\frac{\partial \Delta Z}{\partial T} \right)_p. \quad (3.40)$$

Оскільки з (3.39) $\Delta Z = -\Phi n E$, то

$$\Delta Z = \Delta i - \Phi n T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p, \quad (3.41)$$

де $\Delta i = H_p$ – ентальпія хімічної реакції, $\frac{Дж}{кМоль}$, тобто питома енергія, що виділяється при проходженні певної хімічної реакції. Тоді

$$\boxed{\Delta Z = H_p - \Phi n T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p}. \quad (3.42)$$

Рівняння (3.42) називається рівнянням Гіббса – Гельмгольца. Це рівняння є рівнянням збереження енергії для ХДС. Дійсно, із (3.42) випливає, що електрична енергія ΔZ , яка виробляється ХДС, дорівнює ентальпії хімічної реакції H_p за винятком втрати енергії, пов'язаної з необоротністю термодинамічних процесів у ХДС. Мірою необоротності процесів є частинна похідна $\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p$, яка аналогічна за своїм змістом зміні ентропії ΔS у термодинамічних процесах.

Для аналізу рівняння (3.42) введемо поняття фарадеївського ККД елемента ХДС, який дорівнює відношенню електричної енергії ΔZ , що виробляється елементом, до ентальпії хімічної реакції H_p , що виділяється реагентами при роботі елемента:

$$\boxed{\eta_F = \frac{\Delta Z}{H_p}}. \quad (3.43)$$

Розглядаючи рівняння (3.42), можна відзначити такі випадки:

1. $\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p = 0$; $\Delta Z = H_p$. Уся ентальпія хімічної реакції

використовується для вироблення електричної енергії. Тепло не

виділяється, термодинамічний процес струмоутворення – ізоентропійний, фарадеївський ККД $\eta_F = 1$, але енергетичний ККД $\eta_{ен} < 1$.

Дійсно,

$$\eta_{ен} = \frac{\Delta Z - Q_{вт}}{H_p} < 1. \quad (3.44)$$

Тут $Q_{вт}$ – втрати енергії на джоулеве тепловиділення при проходженні струму через електроди, електроліт, контакти, втрати енергії внаслідок витоку реагентів тощо.

$$2. \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p > 0; \Delta Z < H_p. \text{ Не вся ентальпія хімічної реакції } H_p$$

перетворюється в електричну енергію ΔZ , частина її переходить у тепло Q , що нагріває ХДС. Ентропія при проходженні термодинамічних процесів струмоутворення зростає, фарадеївський ККД $\eta_F < 1$, енергетичний ККД (3.44) $\eta_{ен} < 1$.

$$3. \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p < 0; \Delta Z > H_p. \text{ ХДС виробляє більше електричної}$$

енергії, ніж спроможна дати ентальпія хімічної реакції. Це означає, що такий елемент треба нагрівати, щоб він продовжував працювати. Якщо його не нагрівати, то він забирає тепло з навкружного середовища, охолоджуючи літальний апарат, який має обмежені габарити та масу. Ентропія системи зменшується, фарадеївський ККД $\eta_F > 1$, але енергетичний ККД завжди $\eta_{ен} < 1$.

У цьому випадку енергетичний ККД треба визначати як

$$\eta_{ен} = \frac{\Delta Z - Q_{вт}}{H_p + (\Delta Z - H_p)} = \frac{\Delta Z - Q_{вт}}{\Delta Z} = 1 - \frac{Q_{вт}}{\Delta Z} < 1. \quad (3.45)$$

Тут $\Delta Z - H_p$ – дефіцит енергії, яку ХДС забирає із навкружного середовища. На цьому прикладі видно, що в природі існують процеси, що утилізують низькопотенціальну теплоту й приводять до зменшення ентропії.

У гарно організованому процесі величина Q_{BT} мала порівняно з ΔZ і H_p , тому ХДС мають високі значення $\eta_{ен}$, які можуть досягати 0,6...0,7, що значно вище за ККД інших перетворювачів енергії. Завдяки цьому ХДС привертають до себе увагу енергетиків і набувають широкого застосування.

3.3. Загальні характеристики хімічних джерел струму

Технічна документація, паспорти хімічних джерел струму містять їх загальні характеристики. Це середні показники, що гарантуються підприємством-виробником для зазначеного типу ХДС. Головні загальні характеристики ХДС такі:

1. Електрорушійна сила, В (3.3):

$$E = E_k - E_a,$$

де E_k, E_a – електродні потенціали катода й анода відповідно.

2. Внутрішній опір елемента, Ом:

$$r = r_{OM} + r_{ПОЛ},$$

де r_{OM} – омичний опір елемента;

$r_{ПОЛ}$ – поляризаційний опір елемента.

3. Розрядна напруга елемента, В:

$$U_p = E - I_p r, \quad (3.46)$$

де I_p – розрядний струм елемента, А.

4. Зарядна напруга елемента, В:

$$U_3 = E + I_3 r, \quad (3.47)$$

де I_3 – зарядний струм елемента, А.

5. Розрядна ємність елемента, А·год:

$$Q_p = I_p t_p, \quad (3.48)$$

де t_p – розрядний час, год.

Якщо задано закон зміни розрядного струму i_p у часі у вигляді графіка або аналітичної функції $i_p = i_p(t_p)$, то розрядна ємність може бути розрахована за виразом

$$Q_p = \int_0^{t_p} i_p dt. \quad (3.49)$$

6. Питома розрядна ємність елемента, $\frac{\text{А} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$:

$$q_0 = \frac{Q_p}{M} = \frac{\int_0^{t_p} i_p dt}{M}, \quad (3.50)$$

де M – маса елемента, кг.

7. Розрядна енергія елемента, Дж або Вт·год:

$$W_p = U_p I_p t_p. \quad (3.51)$$

Якщо відомі закони зміни напруги U_p та струму i_p у часі, тобто $U_p = U_p(t_p)$; $i_p = i_p(t_p)$, то

$$W_p = \int_0^{t_p} U_p i_p dt. \quad (3.52)$$

8. Питома розрядна енергія елемента, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ або $\frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$:

$$\varpi_0 = \frac{W_p}{M} = \frac{\int_0^{t_p} U_p i_p dt}{M}. \quad (3.53)$$

9. Зарядна ємність елемента, А·год:

$$Q_3 = I_3 t_3, \quad (3.54)$$

де t_3 – зарядний час, год.

Якщо відомий закон зміни у часі зарядного струму $i_3 = i_3(t_3)$,

то

$$Q_3 = \int_0^{t_3} i_3 dt. \quad (3.55)$$

10. Зарядна енергія елемента, Дж або Вт·год:

$$W_3 = U_3 I_3 t_3. \quad (3.56)$$

При відомих законах $U_3 = U_3(t_3)$, $i_3 = i_3(t_3)$

$$W_3 = \int_0^{t_3} U_3 i_3 dt. \quad (3.57)$$

11. Коефіцієнт віддачі за ємністю

$$\eta_Q = \frac{Q_p}{Q_3}. \quad (3.58)$$

12. Коефіцієнт віддачі за енергією

$$\eta_w = \frac{W_p}{W_3}. \quad (3.59)$$

3.4. Приклади найпоширеніших ХДС

3.4.1. Гальванічні елементи

Для вироблення електричного струму в гальванічних елементах використовують необоротні хімічні реакції окислення

палива. Після використання активних речовин електродів такі елементи не відновлюються, і їх викидають.

Існує велика кількість типів гальванічних елементів, конструктивно виконаних у вигляді циліндричних, таблеткових, прямокутних композицій. Найпоширеніші серед них такі електрохімічні системи гальванічних елементів: срібно-магнієві, мідно-магнієві, марганцево-цинкові, ртутно-цинкові тощо.

Срібно-магнієві елементи. Активна речовина катода (окисника) – хлористе срібло AgCl , анода (палива) – металевий магній Mg , електроліт – водний розчин MgCl_2 . Електротвірна хімічна реакція має вигляд



Елементи створюють $E = 1,8 \text{ В}$, мають питому розрядну енергію $\omega_0 = 30 \dots 60 \frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$. Елементи через наявність срібла мають високу вартість.

Мідно-магнієві елементи. Активна речовина катода (окисника) – хлориста мідь Cu_2Cl_2 , анода (палива) – металевий магній Mg , електроліт – водний розчин MgCl_2 . Електротвірна хімічна реакція має вигляд



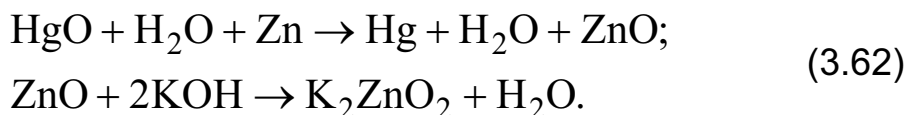
Елементи забезпечують $E = 1,7 \dots 1,8 \text{ В}$, $\omega_0 = 30 \dots 35 \frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$, мають малий термін зберігання після заливки електролітом (2-3 доби), але дешевші за попередні елементи.

Марганцево-цинкові елементи. Активна речовина катода (окисника) – MnO_2 , анода (палива) – цинк Zn , електроліт – водний розчин NH_4Cl . Елементи виробляють $E = 1,5 \dots 1,8 \text{ В}$. Вони мають

високу стабільність, можуть використовуватись у широкому діапазоні температур, мають низьку вартість.

Основним недоліком елементів є різьке зниження питомої енергії при збільшенні навантаження.

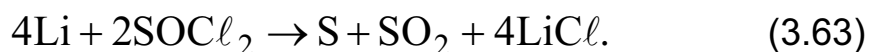
Ртутно-цинкові елементи. Окисник на катоді – HgO, паливо на аноді – суміш ртуті та цинку, електроліт – водний розчин лугів KOH. Електротвірна хімічна реакція має вигляд:



Елементи створюють $E = 0,9 \dots 1,3$ В. Мають гарні показники при відносно високих температурах (до $+125$ °С) і дуже сильно зменшують ємність при низьких температурах (нижче 0 °С). При малих розрядних струмах забезпечують високу питому енергію (до $130 \frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$), але не допускають високих розрядних струмів через сильне зменшення напруги.

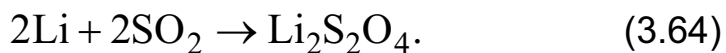
Літєві елементи. Розроблялись для використання в космічній галузі наприкінці 60-х років XX століття. Мають високі значення ЕРС і питомої енергії ($E = 3 \dots 3,4$ В, $\omega_0 = 200 \dots 300 \frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$). Як приклад таких елементів можна назвати систему літій – тіонілхлорид (SOCl₂). Паливо на аноді – літій Li, окисник – SOCl₂, який також виступає як компонент електроліту.

Електротвірна реакція має приблизно такий вигляд:



Використовують також системи літій – діоксид сірки (Li – SO₂), які трохи поступаються характеристиками перед попередньою системою ($E = 2,2 \dots 2,7$ В, $\omega_0 = 160 \dots 250 \frac{\text{Вт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$). Паливо на аноді –

літій Li, окисник – SO₂, електроліт – суміш SO₂, LiBr, CH₃CN. Сумарна розрядна реакція має вигляд



3.4.2. Хімічні акумулятори

У хімічних акумуляторах використовуються оборотні хімічні реакції, які забезпечують відтворення первинних реактантів на електродах завдяки їх регенерації з кінцевих продуктів реакції при зворотному пропусканні електричного струму, тобто при використанні електролізу. Електроліз використовується в процесі заряду акумулятора від зовнішнього джерела постійного електричного струму.

У авіаційно-космічній техніці набули широкого застосування срібно-цинкові, кадмієво-нікелеві, нікель-водневі, свинцеві та інші акумулятори.

Свинцеві акумулятори. Активна речовина катода (окисника) – перекис свинцю PbO₂, анода (палива) – свинець Pb, електроліт – водний розчин сірчаної кислоти. Сумарна хімічна реакція має вигляд



Акумулятор розвиває ЕРС $E = 1,1 \dots 1,7$ В.

На основі свинцевих акумуляторів збирають авіаційні акумуляторні батареї, характеристики деяких із них наведено у табл. 3.1.

Значення цифр і літер у позначеннях типів авіаційних акумуляторних батарей:

- 12 – кількість послідовно з'єднаних елементів у батареї;
- А – авіаційний;
- С – стартерний;
- М – модернізований;

Основні технічні характеристики авіаційних свинцевих
аккумуляторних батарей [4]

Тип аккумуляторної батарей	Режим розряду					Максимальний струм розряду, А
	Номінальний			П'ятихвилинний		
	Ємність, А·год	Струм, А	Кінцева напруга на еле- менті, В	Струм , А	Кінцева напруга на еле- менті, В	
12-А-30	26	3,0	1,7	107	1,2	210
12-АСАМ-23	23	5,0	1,7	-	1,1	800
12-САМ-28	28	5,6	1,7	100	1,1	750
12-САМ-55	55	11,0	1,7	300	1,1	1500
12-АО-50	48	4,8	1,7	225	1,2	360
12-АО-52	52	5,2	1,7	225	1,2	360
12-АСА-145	145	25,0	1,75	-	1,2	1500

- АСАМ (АСА) – електроліт абсорбовано на поверхнях електродів;
- АО – аеродромне обслуговування.

Останні цифри у позначенні – ємність аккумулятора в ампер-годинах.

Свинцеві аккумуляторні батареї надійні, дешеві, але мають відносно низьку питому енергію, тому в основному використовуються в системах аеродромного обслуговування.

Ємність аккумуляторів, А·год, падає зі зниженням температури експлуатації:

$$Q_t = Q_{25} [1 + \alpha_t (t - 25)], \quad (3.66)$$

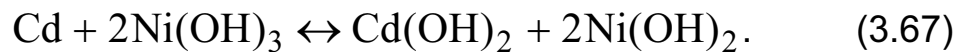
де Q_{25} – ємність при номінальній температурі експлуатації $t = 25^{\circ} \text{C}$;

α_t - температурний коефіцієнт ємності, $\frac{A \cdot \text{год}}{\text{град}}$;

t – температура експлуатації акумулятора, $^{\circ}\text{C}$.

Кадмієво-нікелеві акумулятори. Активна речовина анода (палива) – металевий кадмій Cd, катода (окисника) – $\text{Ni}(\text{OH})_2$, електроліт – водний розчин лугів KOH густиною $\gamma = 1,18 \dots 1,4 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$.

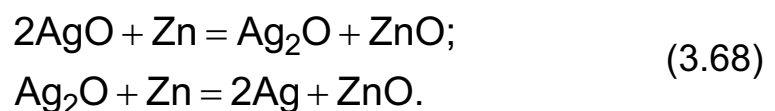
Хімічна реакція має загальний вигляд



Акумулятори створюють $E = 1,36 \dots 1,45 \text{ В}$, мають малу масу й велику ємність, забезпечують велику кількість циклів „розряд – заряд”, надійні в експлуатації. Використовуються в космічних апаратах. Створюються батареї типу 20-КНБ-30 у герметичному оформленні.

Срібно-цинкові акумулятори. Активна речовина анода (палива) – металевий цинк, катода (окисника) – AgO, електроліт – водний розчин лугів KOH, що має густину $\gamma = 1,40 \dots 1,45 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Електротвірна

реакція має вигляд



Акумулятори мають $E = 1,52 \dots 1,56 \text{ В}$, надійно працюють при підвищених температурах. Серед більшості відомих акумуляторів акумулятори цього типу мають максимальну питому енергію, тому вони набули широкого використання в бойовій авіації. Недоліком цих акумуляторів є висока чутливість до режиму перезарядки, тому що цинк осаджується у вигляді голкоподібних дендритів, які можуть перемикати електроди. Акумулятори потребують наземного обслуговування, тому майже не використовуються в космічних

автоматичних літальних апаратах. Акумулятори збирають у батареї типу 1500. Ошибка! Ошибка связи. СЦС–45.

Нікель-водневі акумулятори. Винайдені в СРСР у 1964 р. для ракетно-космічної техніки, бо надійні в експлуатації і мають високу питому енергію. Зараз в усьому світі використовуються як джерело електрозабезпечення КА.

На аноді (негативному електроді) використовується паливо водень, на катоді (позитивному електроді) – окисник NiOOH. Струмотвірна реакція має вигляд



Під час зарядки виділяється водень і накопичується у міцному корпусі до заданого тиску (3,5...10 МПа). Середня напруга розряду лежить у межах 1,22...1,25 В. Кінцева напруга розряду становить приблизно 1,1 В, заряду – 1,55...1,58 В. Водень слабо реагує з окисно-нікелевим електродом, тому спеціальні заходи щодо ізоляції позитивного електрода від водню, який міститься в балоні, не потрібні.

Як електроліт використовують водний розчин КОН з концентрацією 31 %.

3.4.3. Паливні елементи

На відміну від гальванічних елементів і хімічних акумуляторів у паливних елементах (ПЕ) реактанти у вигляді газів або рідинних розчинів із баків подаються в зону реакції до пористих електродів за допомогою контурів реактантів та електроліту. Така система забезпечує можливість регулювання кількості та концентрації реактантів та електроліту, що дозволяє стабілізувати напругу та струм ХДС у часі. Їмність і потужність такого ХДС залежать від розмірів баків з реактантами та конструкції електродів. На основі

паливних елементів створюють електрохімічні генератори струму (ЕХГ).

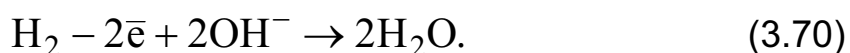
Якщо використовуються необоротні хімічні реакції, то кінцеві продукти реакції треба вилучати із контурів (прості ЕХГ). Якщо реакції оборотні, то продукти реакції відтворюють до початкових реагентів за допомогою електролізу або іншої технології, наприклад, випарювання або термічного розкладу (регенеративні ЕХГ).

Існує багато типів ПЕ. Найпоширенішою є класифікація ПЕ за складом палива на аноді та окисника на катоді: вуглецево-кисневі, повітряно-вуглеводневі, гідразинові, літій-водневі, ртутно-натрієві, воднево-кисневі тощо.

Як приклад розглянемо прості воднево-кисневі ПЕ, які набули широкого використання в космічній техніці.

Воднево-кисневий паливний елемент з рідинним електролітом.

На рис. 3.8 зображено принципову схему воднево-кисневого ПЕ з рідинним електролітом. Водень у газовому стані з бака за допомогою водневого контуру доставляється у водневу камеру 3 до нікелевого пористого анода 1. На аноді відбувається реакція утворення вільних електронів і позитивних іонів водню та молекул води:



Звільнені електрони працюють у зовнішньому навантаженні 6 і прямують до пористого нікелевого катода 2 у камері з киснем 4. Кисень у вигляді газу до цього електрода подається з бака за допомогою кисневого контуру в камеру з киснем 4.

На катоді відбувається реакція використання електронів, утворення негативних іонів кисню та гідроксильних груп OH^- :

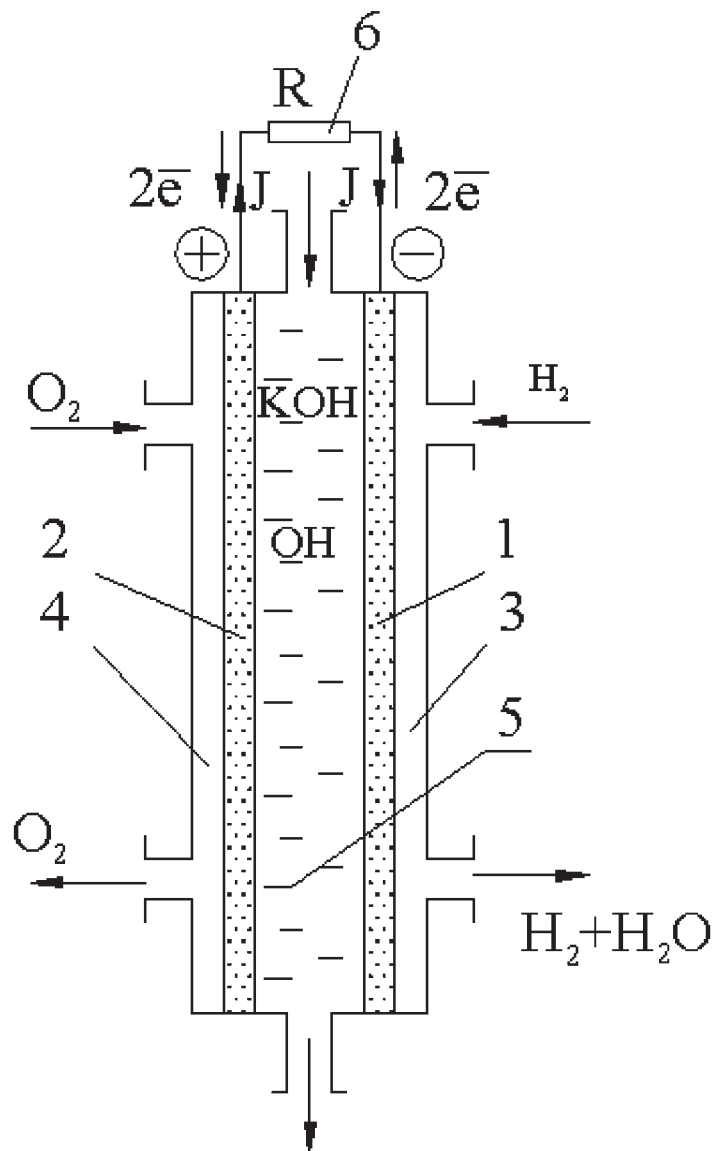


Рис. 3.8. Схема воднево-кисневого ПЕ з рідинним електролітом:
 1 – анод (-); 2 – катод (+); 3 – водень; 4 – кисень; 5 – KOH;
 6 – навантаження

Детальну схему електродних реакцій у порах електродів зображено на рис. 3.9. Гідроксильні групи OH^- завжди є в електроліті – водному розчині KOH, що подається в зону реакції (проміжок 5 на рис. 3.8) за допомогою контуру електроліту. Сумарна хімічна реакція в ПЕ має вигляд



Реакція звільнення електронів із атомів водню відбувається завдяки каталізатору – платині або її окислам, осадженим на електродах.

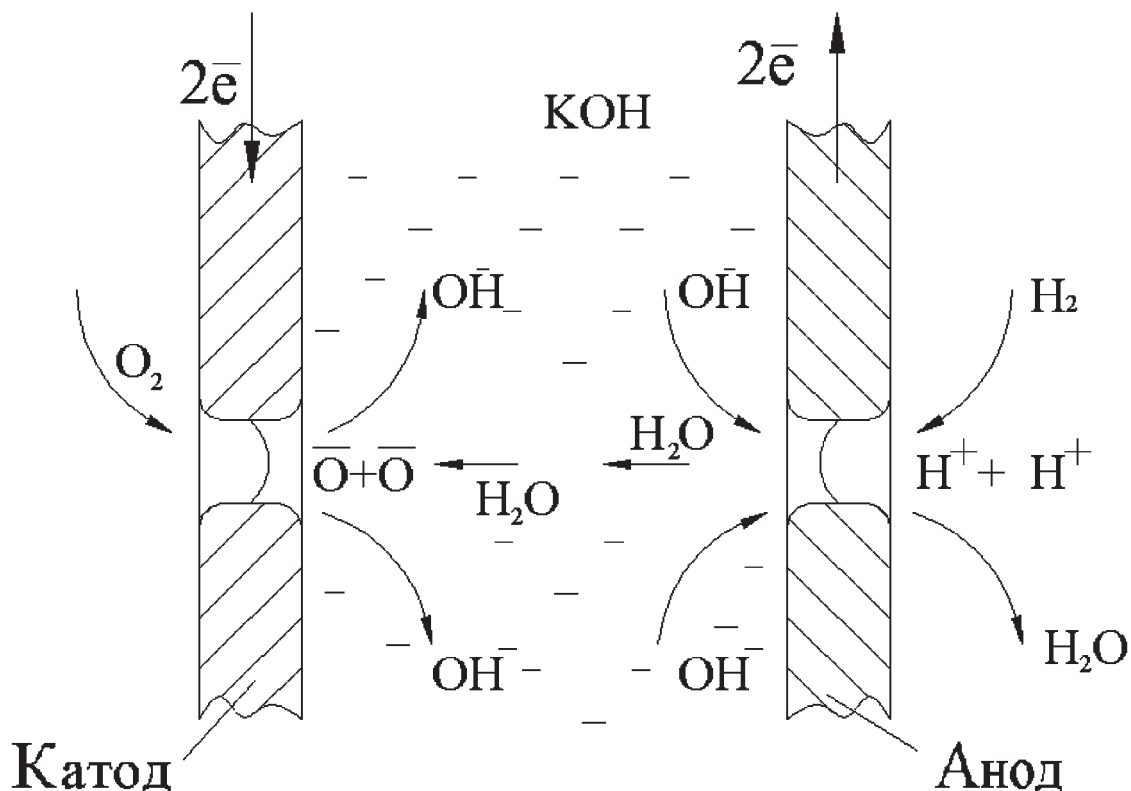


Рис. 3.9. Схема електродних реакцій

Як видно з рис. 3.8, по зовнішньому контуру навантаження б течуть електрони, а по внутрішньому – гідроксильні групи OH^- . Але згідно з правилом, прийнятим в електротехніці ще за часів А. Вольта, струм тече по зовнішньому навантаженню від + до -, тобто за напрямком позитивних зарядів, тому водневому електроду (аноду) приписують знак "-", а кисневому (катоду) – знак "+".

Елемент цього ПЕ створює ЕРС $E = 0,7 \text{ В}$ і струм густиною $j \approx 0,8 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. На аноді утворюється вода у вигляді пари, яка конденсується й виводиться з ПЕ.

Воднево-кисневий паливний елемент з іонообмінною мембраною.

Недоліком попередніх ПЕ є наявність рідинного електроліту – агресивних лугів KOH, що значно ускладнює конструкцію, експлуатацію ЕХГ і зменшує надійність енергоустановки. Тому дуже вдалим вирішенням цієї проблеми стала заміна рідинного лужного електроліту іонообмінною мембраною – пластичною масою, що виконує функцію електроліту, тобто пропускає іони й затримує атоми та молекули реагентів (рис. 3.10). Реактанти (водень і кисень) у газовому стані надходять із баків у зону реакції до нікелевих із платиною пористих електродів 1 та 2. Контур електроліту відсутній.

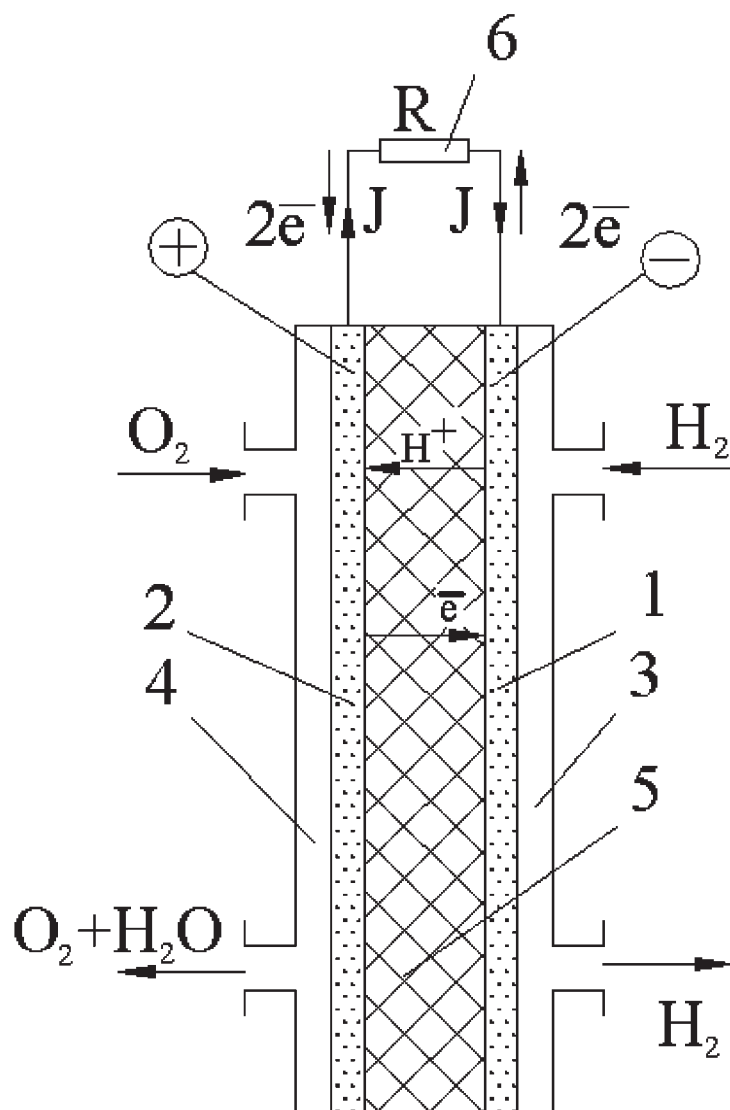
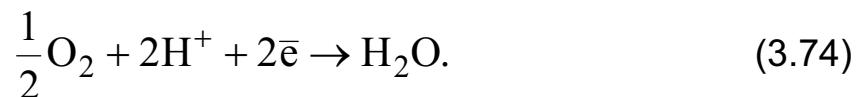


Рис. 3.10. Схема воднево-кисневого ПЕ з іонообмінною мембраною:
 1 – анод (-); 2 – катод (+); 3 – воднева камера; 4 – киснева камера;
 5 – іонообмінна мембрана; 6 – навантаження

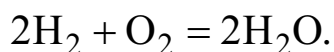
На водневому електроді відбувається хімічна реакція звільнення електронів і утворення позитивних іонів водню:



на кисневому електроді – хімічна реакція утворення молекули води:



Сумарна реакція – окислення водню й утворення води:



Елемент цього ПЕ створює ЕРС $E = 0,7 \text{ В}$ і струм густиною

$j = 0,3 \dots 0,5 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. Зайва вода виводиться з кисневого контуру й утилізується на борту літального апарата.

4. УСТАНОВКИ З МАГНІТОГІДРО- ТА МАГНІТОГАЗОДИНАМІЧНИМИ ГЕНЕРАТОРАМИ СТРУМУ

4.1. Принцип роботи МГД-генератора

Принцип роботи МГД-генератора та звичайного електричного генератора з твердими металевими провідниками – один і той же: генерація електричного струму у провіднику при перетинанні цим провідником магнітних силових ліній зовнішнього магнітного поля. У МГД-генераторах твердий металевий провідник замінений на рідинний або газовий, що знаходиться у плазмовому стані.

МГД-генератори розподіляються на кондукційні (електродні) та індукційні (безелектродні з біжучим магнітним полем).

Ідея генерації електричного струму за допомогою МГДГ не нова, вона була сформульована ще М. Фарадеєм. У 1907–1910 рр. у Німеччині були запатентовані головні принципові схеми енергетичних пристроїв, що ґрунтуються на МГДГ. Але до останніх років МГДГ не привертали до себе уваги. Лише з розвитком фізики високих температур і магнітної гідродинаміки, термоядерного синтезу, а головне, з розвитком ракетної техніки та металургії, що дозволило одержати джерело високотемпературних і швидкісних газових потоків, з'явилася можливість вести дослідження поведінки іонізованих газів у магнітних та електричних полях і поставити на реальний ґрунт розрахунки МГДГ. Це викликало зацікавленість у вирішенні проблем МГДГ і зумовило появу великої кількості робіт, присвячених дослідженню як властивостей робочих речовин при високих температурах, так і процесів у МГДГ.

МГД-генератор не є пристроєм для безпосереднього перетворення теплової енергії в електричну. Тут в електричну

енергію перетворюється частина кінетичної енергії газового або рідинного потоку, одержаного в соплі.

Порівняно з машинним перетворювачем, де кінетична енергія потоку (або потенціальна енергія стисненого газу) перетворюється в механічну енергію на валу ротора, а механічна енергія ротора перетворюється в електричну в електромашинному генераторі, тут в електричну енергію перетворюється кінетична енергія потоку провідної рідини, обминаючи фазу механічної енергії ротора, що обертається. Цей факт привернув увагу інженерів до МГДГ можливості їх використання в космічних енергоустановках, тому що відсутність рухомих частин машини дозволяє просто вирішити проблему ущільнення контурів, знешкодити дію реактивних сил і моментів за рахунок цього підвищити надійність установки в цілому.

Досить великі значення швидкості робочої речовини та кінетичної енергії струменя до МГДГ одержують розгоном у пристроях типу сопла. Витікання газу в самому МГДГ відбувається, як правило, з розширенням і, отже, охолодженням робочої речовини. При цьому можливі два режими течії:

а) якщо швидкість газу при розширенні зберігається незмінною, а знижується його статична температура, то пристрій перетворює теплову енергію в електричну – цей режим аналогічний роботі реактивного вінця лопатей газової турбіни;

б) якщо швидкість газу при розширенні падає, а статична температура зберігається незмінною, то в електрику перетворюється тільки кінетична енергія – цей режим аналогічний роботі активного вінця лопатей газової турбіни.

Усе вищезазначене свідчить про те, що МГД-генератори можуть бути частиною енергетичної установки, що працює за термодинамічними циклами Брайтона і Ренкіна, а всі методи

термодинамічного аналізу цих циклів з турбомашинними перетворювачами придатні й для МГДГ.

Процес розширення робочої речовини в МГД-каналі подібний до процесу розширення в турбіні, але має ряд особливостей (рис. 4.1).

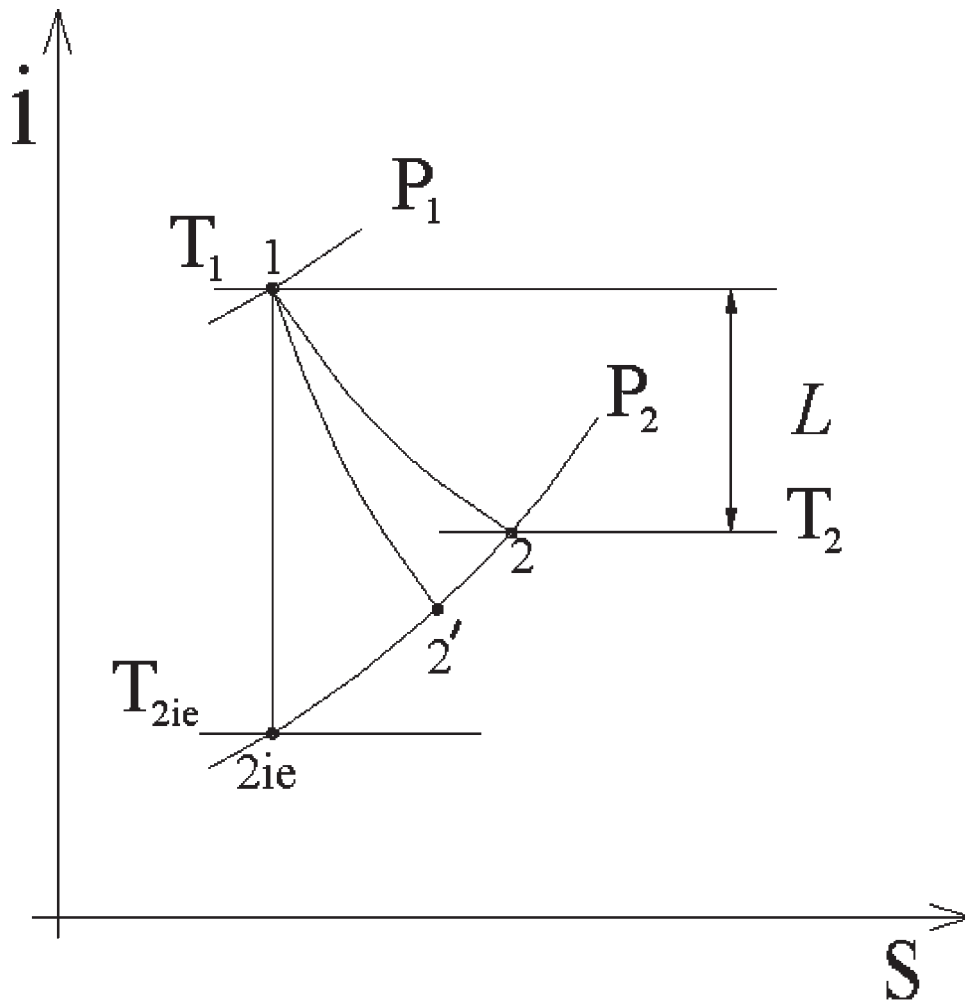


Рис. 4.1. Процес розширення робочої речовини в МГД-каналі:
 1–2 – процес розширення в МГД-каналі; L – корисна робота процесу, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$

Відхилення реального процесу розширення від ізоентропії 1–2ie пояснюється втратами енергії на тертя та джоулевим тепловиділенням у газі при проходженні електричного струму. Для турбіни з тим же, що й в МГДГ, гідравлічним опором, загальні втрати

енергії були б менші, а лінія розширення пішла б нижче (лінія 1–2'). Щоб у турбіні розширення йшло за ізоентропією, потрібна тільки відсутність сил тертя в газі, в той час як для МГДГ додатково необхідна нескінченно висока електропровідність середовища (відсутність джоулевих втрат енергії).

4.2. Кондукційні МГД-генератори струму

Розглянемо принципову схему кондукційного МГД-генератора (рис. 4.2). По каналу, верхня й нижня стінки якого є електродами, у

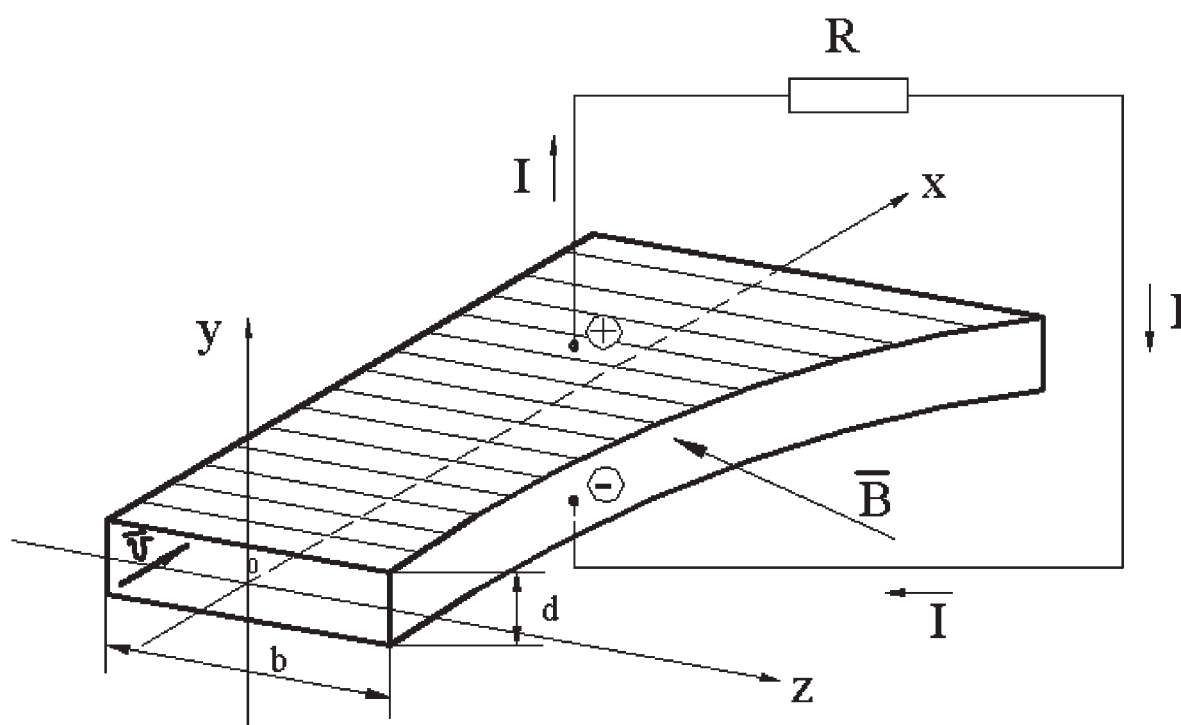


Рис. 4.2. Схема кондукційного МГД-генератора

напрямку осі x зі швидкістю \vec{V} рухається потік провідної рідини (газу, пари). Перпендикулярно до потоку в напрямку осі Z прикладено постійне магнітне поле \vec{B} . Якщо верхній і нижній електроди замкнуті на зовнішнє навантаження R , то по навантаженню піде електричний струм I зарядів від $+$ до $-$, як це показано на схемі. Напрямок цього струму визначається за відомим

правилом правої руки: якщо праву руку поставити так, щоб магнітні силові лінії поля \vec{B} входили в долоню, великий палець спрямувати в напрямку вектора швидкості \vec{V} , то витягнуті інші пальці руки покажуть напрямок електричного струму I .

На потік позитивних зарядів (як це прийнято в електротехніці), що тече в провідній рідині між електродами, як і в будь-якому провіднику, що знаходиться у схрещених електромагнітних полях, діє сила Ампера, що відхиляє потік заряджених частинок. Напрямок цієї сили визначається за правилом правої руки: якщо праву руку поставити так, щоб магнітні силові лінії поля \vec{B} входили в долоню, пальці руки спрямувати за струмом I , то відхилений убік великий палець укаже напрямок сили Ампера, що діє на позитивні заряди струму. Очевидно, що вектор струму буде відхилятися схрещеними електромагнітними полями в напрямку течії робочої речовини. Цей ефект зміщення зарядів у схрещених електромагнітних полях називається ефектом Холла, а струм зміщення – струмом Холла (рис. 4.3).

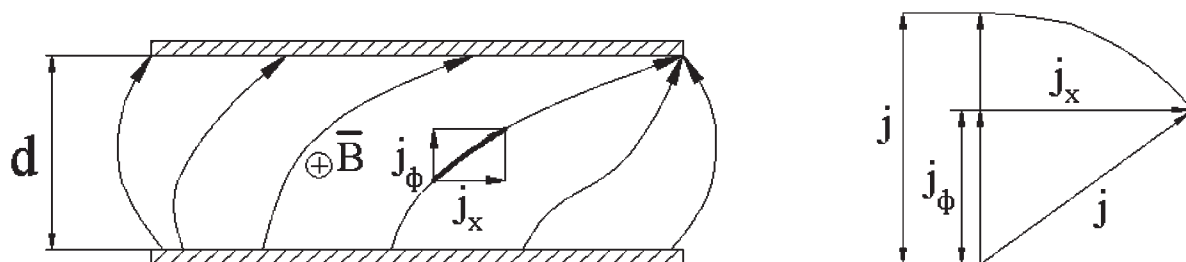


Рис. 4.3. Схема зміщення струму у схрещених електромагнітних полях

Густина струму j в МГДГ пропорційна швидкості потоку \vec{V} , напрузі магнітного поля \vec{B} , електропровідності робочої речовини σ . Тому із енергетичного сенсу величина вектора струму j є цілком

визначеною. Ефект Холла змінює напрямок цього вектора, а не його величину (див. рис. 4.3).

Якщо розкласти вектор j за напрямком уздовж каналу МГДГ і поперек нього, то можна побачити, що ефект Холла зменшує головний струм зовнішнього навантаження (струм Фарадея j_ϕ , $j_\phi < j$), і тому в МГДГ він є небажаним, оскільки зменшує ККД перетворення енергії.

З метою зменшення струмів Холла електроди кондукційних МГДГ розділяють на елементи, ізольовані один від одного. Тоді величина струмів між парою елементарних електродів зменшується, а отже, зменшується й відносна величина струму Холла, і ККД такого генератора збільшується (рис. 4.4). Замикання струмів Холла в електродах виключено, що аналогічно струмам Фуко в електричних машинах.

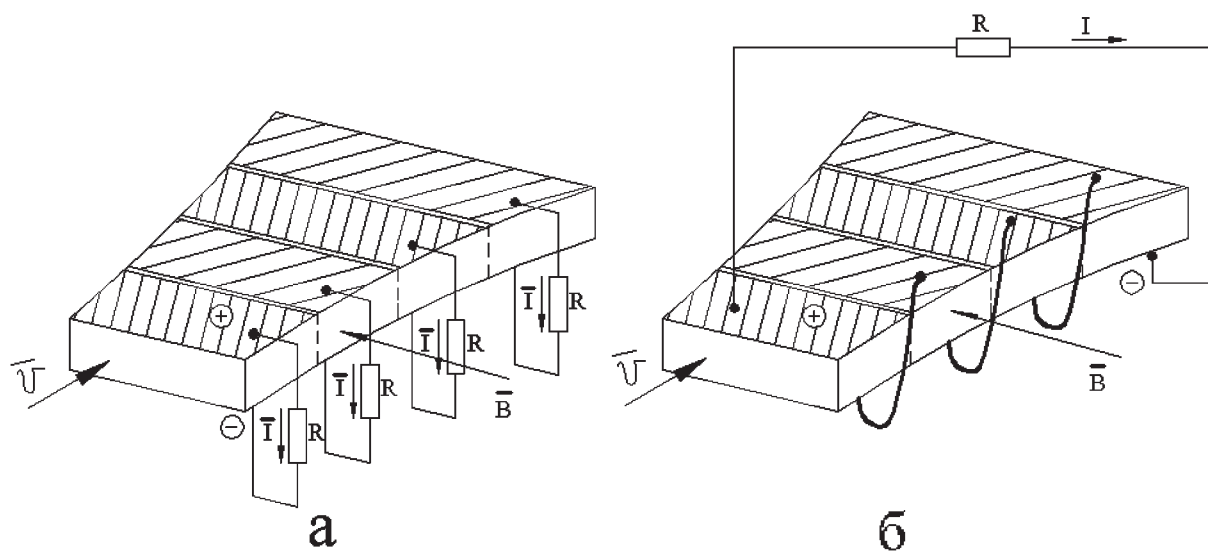


Рис. 4.4. Секціювання кондукційних МГДГ:
 а – зовнішнє навантаження R підімкнене до кожної пари електродів;
 б – електроди з'єднані послідовно (серієсний МГДГ), навантаження R підімкнене до кінцевих елементів

Зовнішнє навантаження можна підімкнути або до кожної пари елементарних електродів, або до кінцевих елементів, з'єднуючи всі проміжні елементи послідовно. Останній варіант дає можливість одержувати великі струми в зовнішньому електричному колі (серієсний МГДГ).

Відомо, що узагальнений закон Ома у векторній формі має вигляд

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}] \right\} - \frac{\omega_e \tau}{|\vec{B}|} [\vec{j}_\phi \times \vec{B}], \quad (4.1)$$

де σ – електропровідність робочої речовини, $\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$;

\vec{j} – густина електричного струму, $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$;

\vec{E} – напруга електричного поля, $\frac{\text{В}}{\text{м}}$;

\vec{V} – швидкість робочої речовини, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$;

\vec{B} – напруга магнітного поля, $\frac{\text{Тл}}{\text{м}}$;

ω_e – циклотронна частота обертання електрона, $\frac{1}{\text{с}}$;

τ – час релаксації електрона (час між двома зіткненнями електрона), с;

$\vec{j}_\phi = \sigma \left\{ \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}] \right\}$ – фарадеївський струм, $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$;

$\omega_e \tau$ – коефіцієнт (критерій) Холла.

Перший доданок векторної суми (4.1) – фарадеївський струм, головний струм, що генерує МГДГ, а другий доданок – холлівський струм, струм зміщення зарядів.

Перша складова фарадеївського струму $\sigma \vec{E}$ – статичний струм, що виникає під дією електростатичного поля \vec{E} ; друга складова $\sigma[\vec{V} \times \vec{B}]$ – динамічний струм рухомих зарядів зі швидкістю \vec{V} у магнітному полі \vec{B} .

Із рівняння (4.1) видно, що струм Холла має суттєве значення при великих коефіцієнтах $\omega_e \tau$, тобто при сильних магнітних полях і розріджених газах, коли час релаксації електронів τ великий.

При $\omega_e \tau < 1$ проектують фарадеївський МГДГ і струмами Холла нехтують; при $10 > \omega_e \tau > 1$ треба зменшити струми Холла секціюванням електродів; при $\omega_e \tau > 10$ проектують холлівський МГДГ і фарадеївськими струмами нехтують.

В останньому випадку струм Холла перевищує фарадеївський струм, тобто доцільно будувати МГДГ таким чином, щоб струм Холла був головним робочим струмом генератора.

На рис. 4.5 показано принципову схему лінійного холлівського МГДГ. Протилежні пластини секційованих електродів замкнені накоротко, що викликає великий фарадеївський струм, а отже, й струм Холла. Зовнішнє навантаження підімкнене до пластин крайніх електродів. По зовнішньому навантаженню тече струм, що виник завдяки ефекту Холла.

У циліндричному коаксіальному холлівському МГД-генераторі (рис. 4.6) магнітна система створює радіальне магнітне поле \vec{B} . При русі електропровідної рідини зі швидкістю \vec{V} генерується замкнений фарадеївський струм I_ϕ , який внаслідок ефекту Холла перетворюється у холлівський струм I_x , який відводиться до зовнішнього навантаження R за допомогою кільцевих контактів.

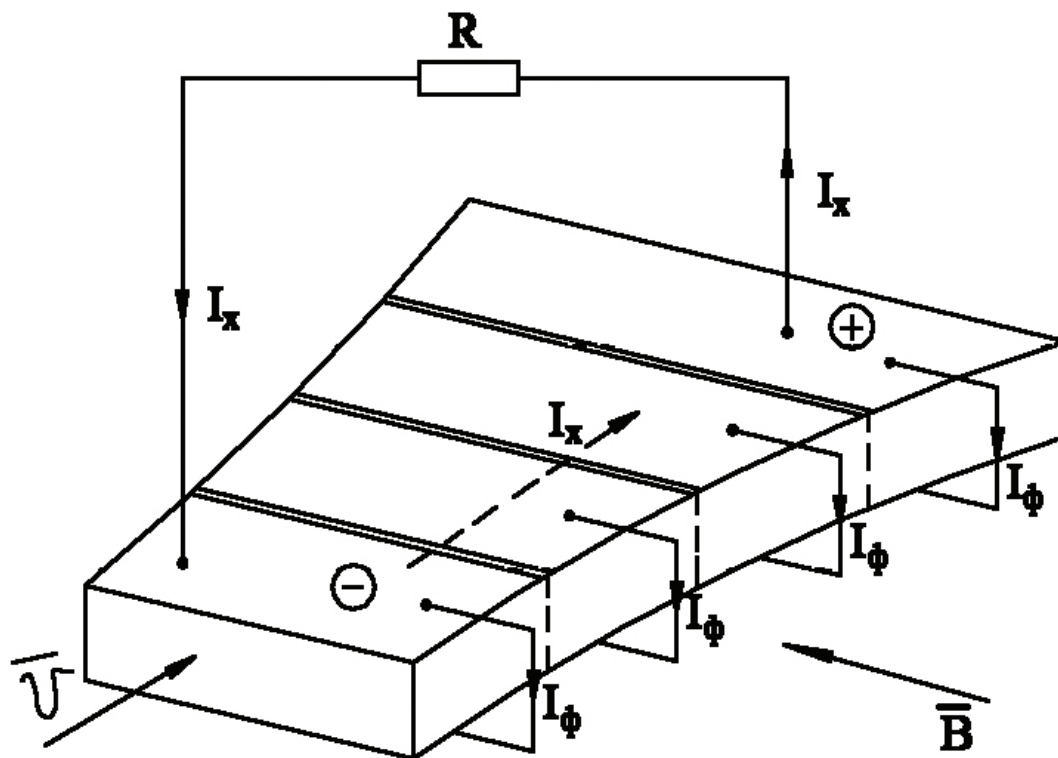


Рис. 4.5. Принципова схема лінійного холлівського МГДГ

Циліндричний МГД-канал може бути виготовлений з кераміки, що збільшує термостійкість генератора. Керамічні або металеві контактні кільця можуть бути захищені від перегріву відомими засобами. Циліндричний МГДГ компактний, може бути легким, має відносно невеликі теплові втрати.

У кондукційному генераторі обов'язковим є електричний контакт робочої речовини зі стінками-електродами. При використанні плазми ця обставина тягне за собою суттєвий недолік – потребу в забезпеченні відносно високої температури стінок, оскільки при їх низькій температурі електропровідність газу низька, а це викликає великі втрати енергії на джоулеве тепло, а також корозійне й ерозійне зношення електродів. Залежно від характеру зміни магнітного поля або швидкості потоку в часі такий генератор може бути як постійного, так і змінного (або пульсаційного) струму.

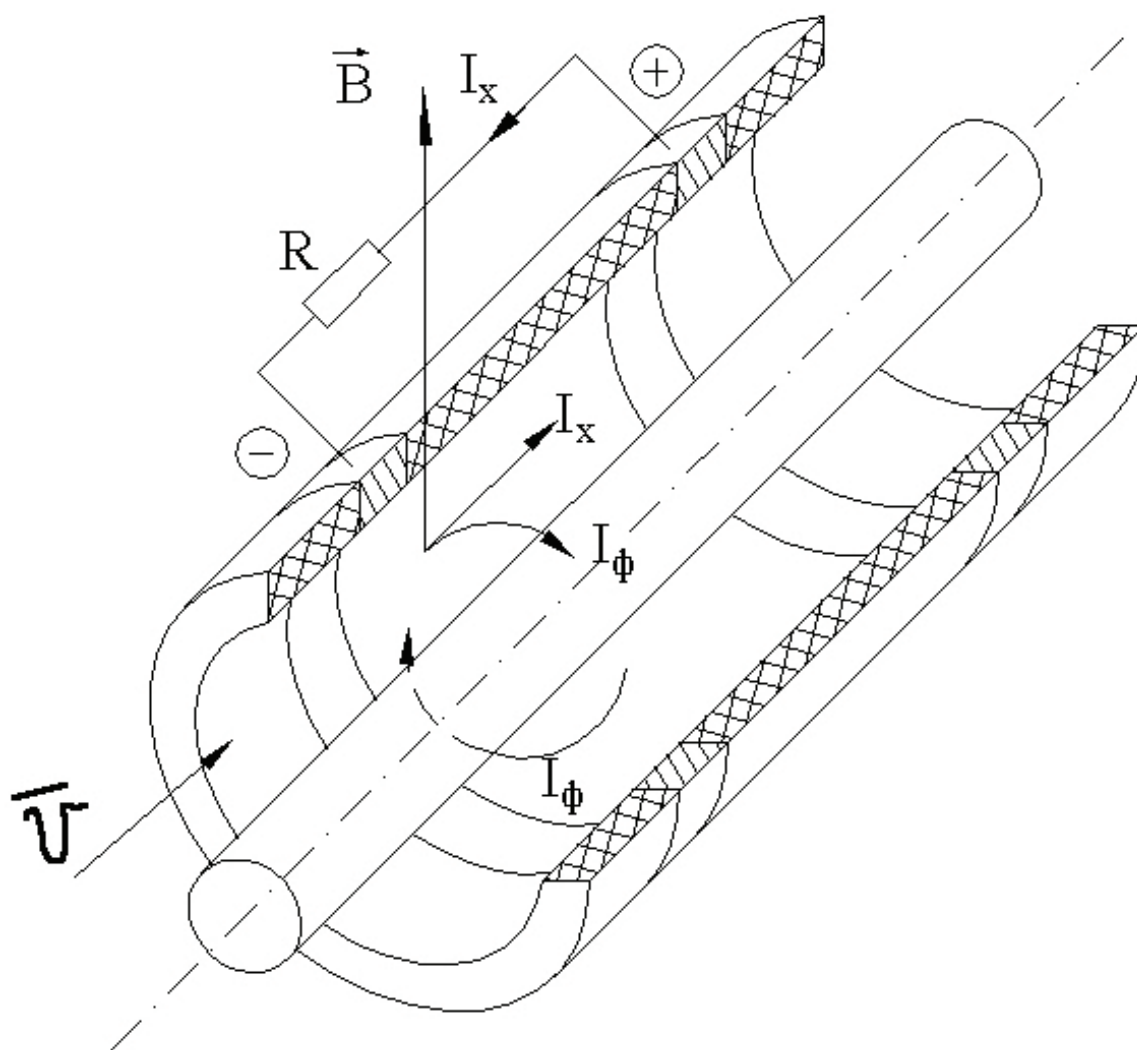


Рис. 4.6. Принципова схема коаксіального холлівського МГДГ

4.3. Індукційні МГД-генератори струму

Індукційний генератор характерний тим, що електрична потужність виникає в ньому завдяки ЕРС самоіндукції в котушці магнітної системи, що обгортає потік електропровідного середовища, яке тече у електроізолюваному каналі, де створюються замкнені струми Фуко (рис. 4.7).

Котушка-індуктор створює біжуче магнітне поле (\vec{B}) аналогічно асинхронному електродвигуну. Ця котушка являє собою розгортку обмотки статора електродвигуна у площині. Біжуче знакозмінне магнітне поле \vec{B} рухається вздовж каналу МГДГ зі швидкістю \vec{V}_s .

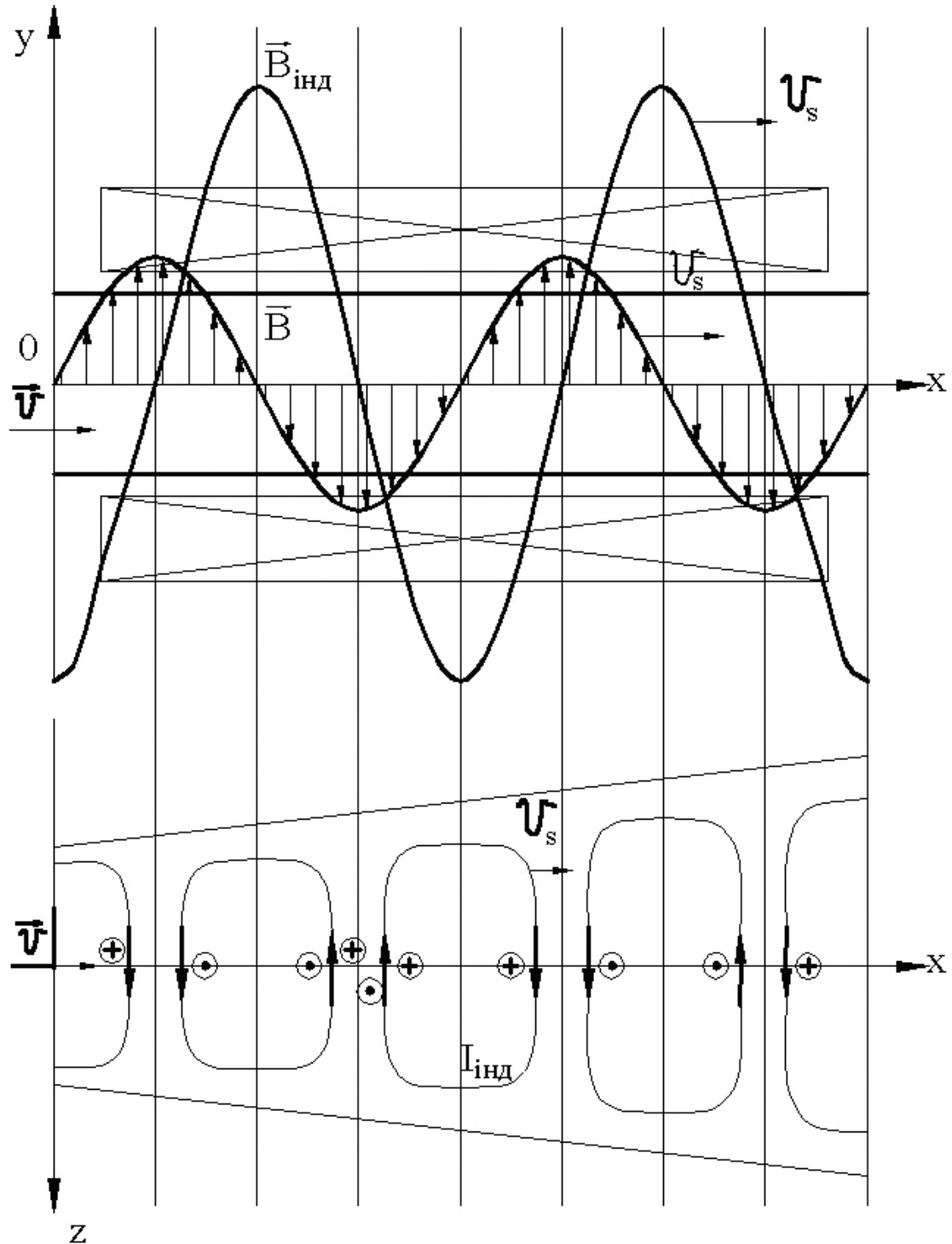


Рис. 4.7. Схема електромагнітних полів у лінійному індукційному МГДГ

Електропровідна рідина має швидкість $\vec{V} > \vec{V}_s$. У цьому випадку в потоці провідної рідини індуються біжучі знакозмінні замкнені струми Фуко $\vec{I}_{\text{ИД}}$, які при високій провідності середовища досягають значних величин. Ці струми індують змінний магнітний потік $\vec{B}_{\text{ИД}}$ (правило буравчика), що рухається вздовж каналу зі швидкістю \vec{V}_s та перетинає витки котушки індуктора. При цьому в котушці індуються змінні струми самоіндукції, які відводяться у вигляді електроенергії до зовнішнього навантаження. Такі генератори можуть виробляти тільки змінний струм, а відтворення магнітного поля \vec{B} уздовж каналу потребує реактивної потужності, яка підводиться від спеціального синхронного генератора або батареї конденсаторів.

В індукційних генераторах на відміну від кондукційних можна допустити холодний шар газу біля стінок, і тому не так гостро стоїть проблема стійкості стінок каналу в гарячому газі.

Крім лінійної форми каналів в індукційних МГДГ можлива їх радіальна форма (рис. 4.8). При виборі форми каналу слід прагнути до зменшення розсіяння магнітного поля та збільшення об'єму робочого простору каналу при незмінній площі поверхні стінок, що контактують з гарячим газом. Перша вимога пов'язана з мінімальними витратами електричної енергії на організацію магнітної системи та досягненням її мінімальної маси, друга – з витратами енергії на подолання тертя та відведенням тепла до стінок каналу. Цим вимогам найкраще відповідають дискова й лінійна форми каналу (див. рис. 4.8). Але дискова (вихрова) форма каналу має свої специфічні недоліки: труднощі при організації течії, пов'язані з відцентровим ефектом – різким градієнтом тиску та швидкості; труднощі при замірах параметрів тощо. Тому для спрощення

конструкції, збільшення надійності, полегшення доводки та експериментів частіше застосовують лінійну форму каналу генератора.

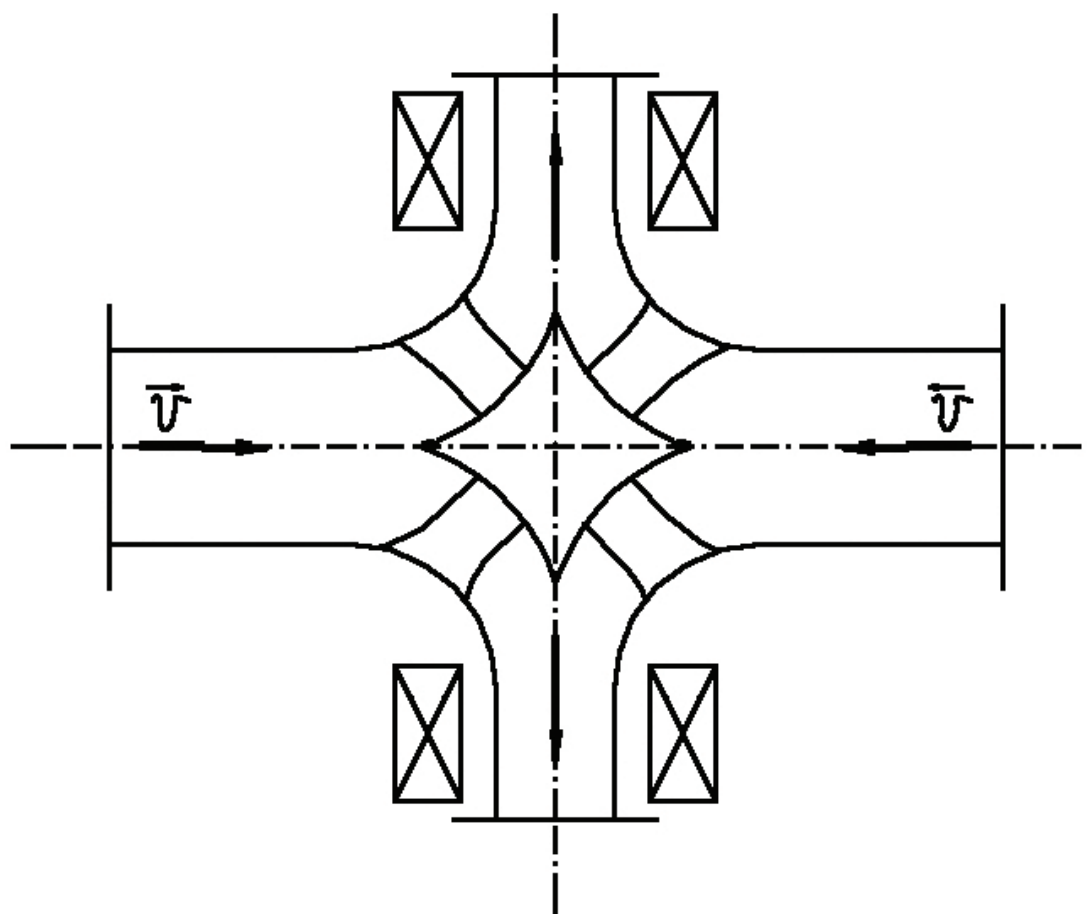


Рис. 4.8. Схема радіального індукційного МГДГ

Електропровідність рідких металів досить велика, тому МГДГ із використанням розплавлених металів як робочих речовин можуть працювати при відносно низьких температурах. Якщо як робоча речовина використовується газ, то для досягнення достатньої електропровідності необхідно його нагріти до температури $(2...3) \cdot 10^3$ К та додати до нього приблизно 1 % за масою лужних металів (Li, Na, K, Cs) для збільшення іонізації.

4.4. Вольт-амперна характеристика МГДГ

Вольт-амперна характеристика МГДГ, як і будь-якого генератора електричного струму, описується рівнянням

$$U = E - Ir, \quad (4.2)$$

де U – напруга, В;

E – ЕРС МГД-генератора, В;

I – струм, А;

r – внутрішній опір генератора, Ом.

На рис. 4.9 зображено еквівалентну електричну схему МГДГ.

ЕРС, що створюється ГМДГ, визначається формулою

$$E = V B d, \quad (4.3)$$

де V – швидкість робочої речовини, $\frac{m}{c}$;

B – магнітна індукція, Тл;

d – величина міжелектродного проміжку, м (див. рис. 4.2).

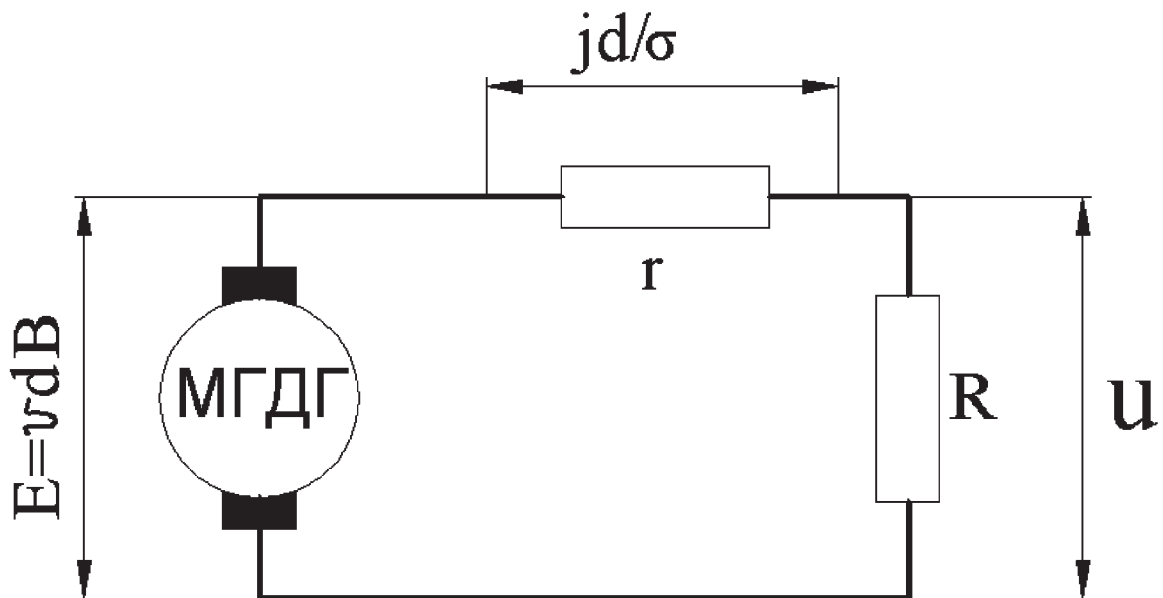


Рис. 4.9. Еквівалентна електрична схема МГДГ

Падіння напруги на внутрішньому опорі r можна знайти за формулою

$$U_{\text{вн}} = Ir = \frac{jd}{\sigma} = \frac{Id}{F_{\text{ел}}\sigma} = I \frac{d}{F_{\text{ел}}\sigma}, \quad (4.4)$$

де $j = \frac{I}{F_{\text{ел}}}$ – густина струму, що генерується, $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$;

$F_{\text{ел}}$ – площа поверхні електрода, що генерує струм, м^2 ;

σ – питома електропровідність робочої речовини, $\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$;

$r = \frac{d}{F_{\text{ел}}\sigma}$ – внутрішній опір генератора, Ом.

Тоді рівняння ВАХ набере вигляду

$$U = VBd - \frac{Id}{F_{\text{ел}}\sigma} = \boxed{d \left(VB - \frac{I}{F_{\text{ел}}\sigma} \right) = U.} \quad (4.5)$$

Для одержання високих енергетичних характеристик МГДГ необхідно створювати потужні зовнішні магнітні поля B , високі швидкості робочої речовини V та забезпечити високу електропровідність робочої речовини σ .

Із рівняння (4.2) видно, що при $r = \text{const}$ ВАХ має лінійний характер (пунктирна лінія на рис. 4.10). Якщо $r = r(I)$, то ВАХ визначається цією залежністю і має нелінійний характер.

Розглянемо рівняння ВАХ $U = E - Ir$ при $r = \text{const}$:

– якщо $I \rightarrow 0$, то $U = U_{\text{хх}} = E$ (напруга холостого ходу);

– якщо $U \rightarrow 0$, то $I = I_{\text{кз}} = \frac{E}{r}$ (струм короткого замикання).

У рівнянні (4.5) d , $F_{\text{ел}}$ – сталі конструктивні параметри. При роботі МГДГ у стаціонарному режимі $V = \text{const}$, $B = \text{const}$ і напруга U є функцією електропровідності робочої речовини σ . Звичайно при збільшенні струму і нагріванні робочої речовини електропровідність зростає, що приводить до збільшення напруги (суцільна лінія на

рис. 4.10). Нелінійний характер ВАХ МГДГ зумовлений нелінійністю функції $\sigma = \sigma(I, U)$.

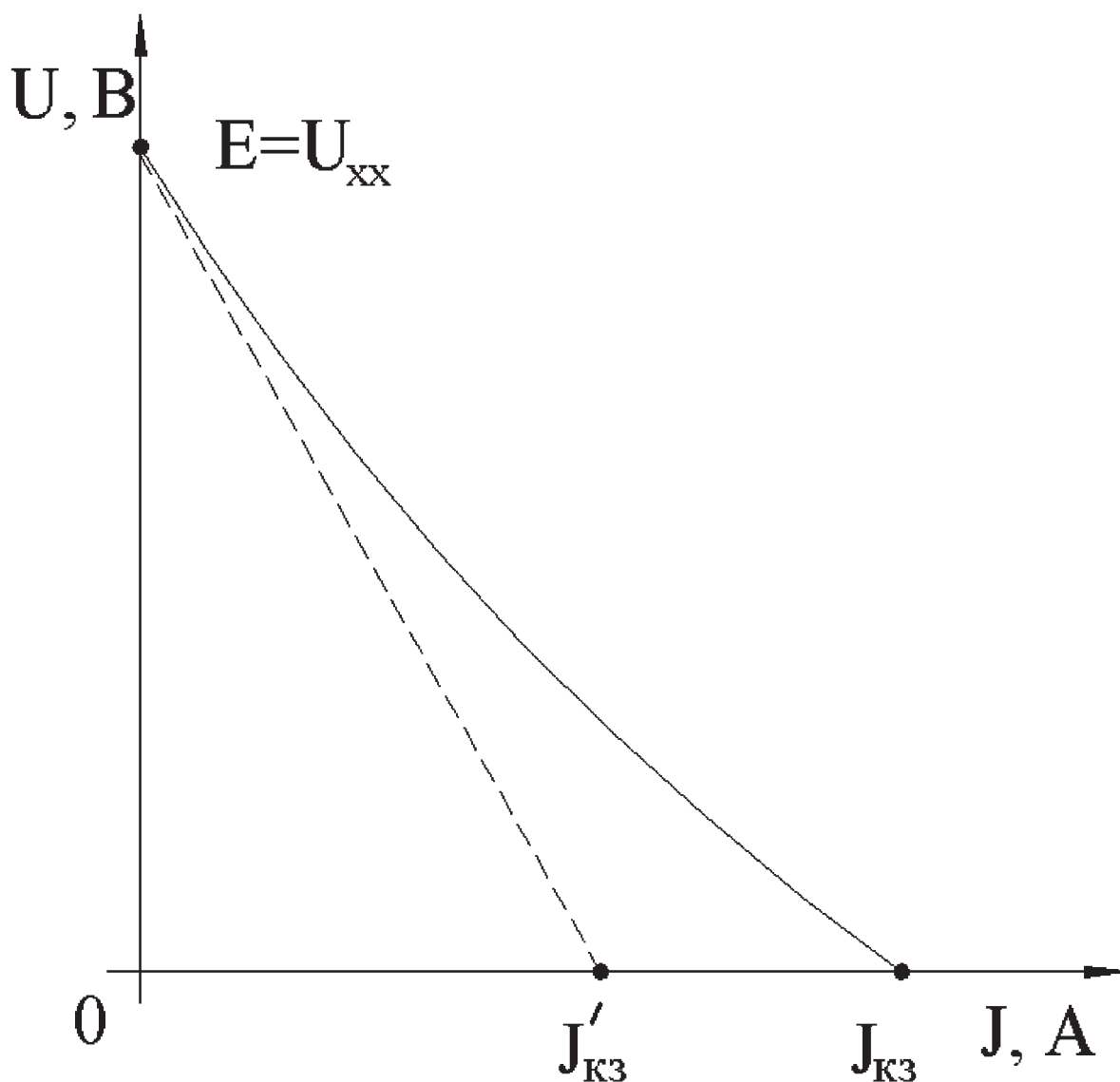


Рис. 4.10. ВАХ МГДГ

Вираз (4.5) дозволяє визначити способи підвищення потужності МГДГ:

- збільшення швидкості V робочої речовини;
- збільшення магнітної індукції B ;

- збільшення електропровідності робочої речовини σ шляхом підвищення її температури або додавання іонізуючих сумішей, що містять лужні метали.

Досвід показує, що головне значення при виробництві електроенергії має питома електропровідність робочої речовини σ . Для того щоб процес виробництва електроенергії за допомогою МГДГ був доцільним, потрібно, щоб мінімальне значення σ лежало в межах

$$\sigma_{\min} \geq 10 \dots 100 \frac{C_M}{M} \left(\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}} \right)$$

при реальних значеннях $V = 300 \dots 600$ м/с, $B = 0,1 \dots 10$ Тл.

Для забезпечення електропровідності в зазначених межах при густині газу, що відповідає тиску $(1 \dots 10) \cdot 10^5$ Н/м², необхідно, щоб температура термодинамічно зрівноваженого газу дорівнювала $(15 \dots 20) \cdot 10^3$ К. У цих умовах, коли газ термічно іонізований майже повністю, природа газу не має суттєвого значення. Як робочу речовину МГДГ вигідно брати інертні гази (Ar, Ne, Xe), оскільки вони хімічно малоактивні відносно матеріалів стінок. Але електронні оболонки інертних газів повністю зайняті, тому вони слабо іонізуються. Зазначені температури $((15 \dots 20) \cdot 10^3$ К) помітної іонізації газу реалізуються при ядерних і термоядерних процесах, і в сучасних промислових технічних пристроях їх ще не досягнуто.

У сучасній авіаційно-космічній техніці при повному згорянні водню та вуглеводних палив у камерах згорання ракетних та авіаційних двигунів у центрі факела полум'я одержано температури $(3 \dots 4) \cdot 10^3$ К. Завдяки сучасним матеріалам і засобам охолодження конструкцій при цих температурах ресурси ракетних двигунів становлять десятки й сотні хвилин.

Щоб досягти ресурсу авіаційних газотурбінних двигунів $(10...20) \cdot 10^3$ год, температуру газу перед турбіною знижують до 1400 К шляхом подавання вторинного повітря.

У стаціонарній енергетиці для забезпечення ресурсу теплоенергетичного обладнання до 20–30 років підтримують максимальну температуру робочої речовини приблизно 1000 К.

При зазначених реальних температурах газу його електропровідність близька до нуля. Для збільшення електропровідності до газу добавляють легкоіонізуючі речовини, що містять лужні метали. Наприклад, добавка 1 % (за масою) калію до аргону забезпечує потрібну електропровідність робочої речовини при температурі 2500...3000 К. Калій добавляють у вигляді сполук KOH , K_2CO_3 .

4.5. Головні ККД і коефіцієнти перетворення енергії МГД-генераторів

Прискорені потоки газу, пари та рідини у МГДГ одержують у термодинамічних циклах. Найпоширенішими є газові цикли Брайтона, парові цикли Ренкіна, двофазні (пара, рідина) цикли Еліотта. У цих циклах розширення й прискорення робочої речовини відбувається у сопловому каналі МГДГ, а не в теплових машинах (турбінах, поршневих машинах).

Процес розширення газу (пари) у МГД-каналі в координатах i - S (рис. 4.11) аналогічний процесу розширення в турбіні.

Якщо припустити, що МГД-канал ідеальний і не має ніяких втрат енергії, то робота розширення, Дж/кг, в ньому дорівнюватиме ізоентропній роботі:

$$L_{ie} = C_p(T_1 - T_{2ie}) = \frac{K}{K-1} RT_1 \left(1 - \frac{1}{\frac{T_1}{T_{2ie}}} \right) =$$

$$= \frac{K}{K-1} RT_1 \left(1 - \frac{1}{\pi_p^{\frac{K-1}{K}}} \right). \quad (4.6)$$

Тут C_p – теплоємність робочої речовини при $P = \text{const}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;

T_1 – температура газу на вході в МГД-канал, К;

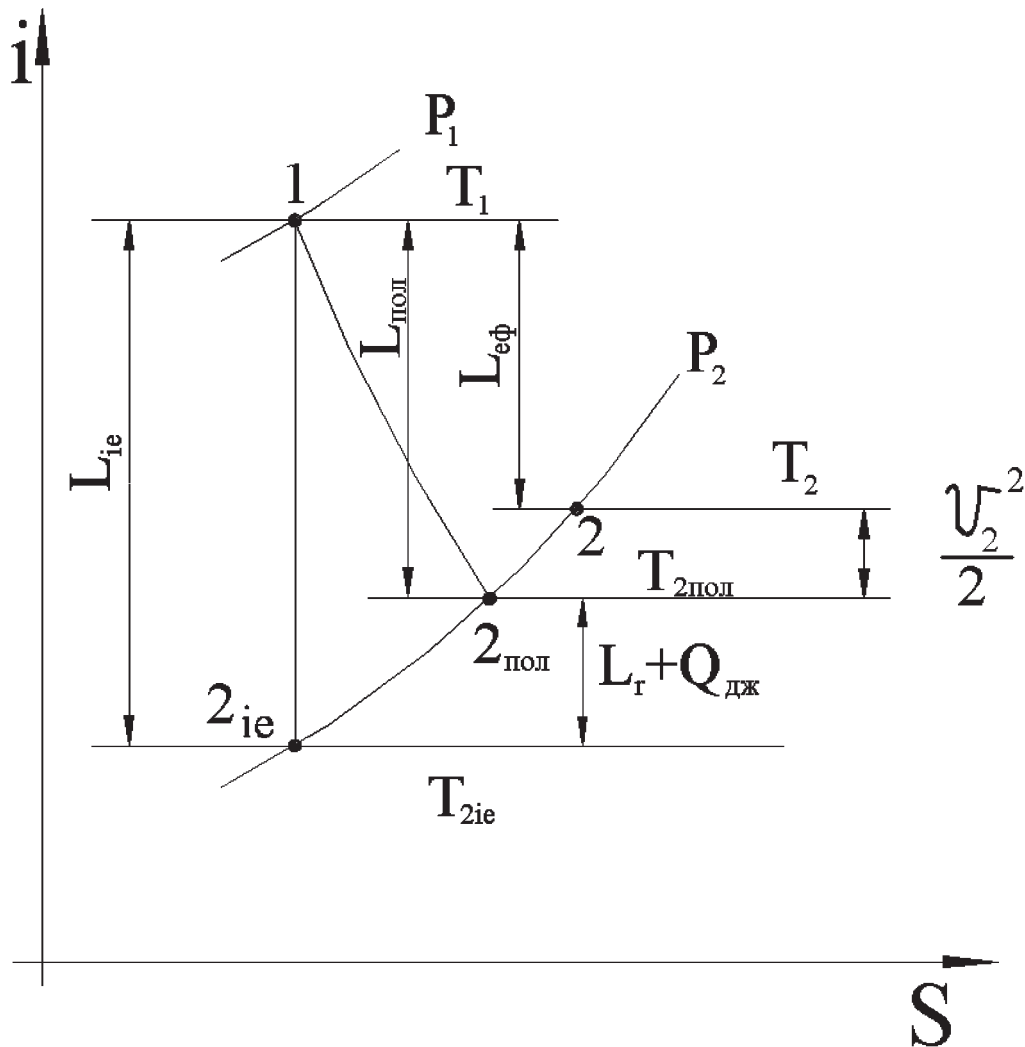


Рис. 4.11. Процес розширення робочої речовини в МГД-каналі

T_{2ie} – температура ізоентропного розширення газу на виході з МГД-каналу, К;

$K = \frac{C_p}{C_v}$ – показник ізоентропії для робочої речовини;

R – газова стала для робочої речовини, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

$\pi_p = \frac{P_1}{P_2}$ – ступінь розширення газу в МГД-каналі;

P_1 – тиск газу на вході в канал, $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$;

P_2 – тиск газу на виході із каналу, $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$.

Наявність втрат енергії в каналі на подолання гідравлічного тертя L_r та джоулевого тепловиділення $Q_{дж}$ зменшує роботу розширення газу в каналі до політропної роботи, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$:

$$L_{\text{пол}} = C_p (T_1 - T_{2\text{пол}}), \quad (4.7)$$

$$L_{\text{пол}} = L_{ie} - (L_r + Q_{дж}) = \frac{n}{n-1} RT_1 \left(1 - \frac{1}{\pi_p^{\frac{n-1}{n}}} \right), \quad (4.8)$$

де n – показник політропії при політропному розширенні газу в каналі, який визначається методами термодинаміки та газової динаміки.

Газ виходить із МГД-каналу з досить великою швидкістю V_2 , виносячи кінетичну енергію $\frac{V_2^2}{2}$. Тому ефективна робота каналу $L_{\text{еф}}$, яку можна перетворити в електричну енергію, менша, ніж політропна:

$$L_{\text{еф}} = C_p(T_1 - T_2), \quad (4.9)$$

$$L_{\text{еф}} = L_{\text{пол}} - \frac{V_2^2}{2} = C_p T_1 \left(1 - \frac{1}{\pi_p \frac{n-1}{n}} \right) =$$

$$= \frac{K}{K-1} R T_1 \left(1 - \frac{1}{\pi_p \frac{n-1}{n}} \right). \quad (4.10)$$

Електрична потужність МГД-генератора, Вт, визначається його ефективною роботою, тобто

$$N_{\text{еф}} = G L_{\text{еф}} = \frac{I^2 R}{\eta_{\text{ел}}}, \quad (4.11)$$

де G – витрата робочої речовини МГДГ, кг/с;

I – струм, вироблений МГДГ, А;

R – опір зовнішнього електричного навантаження, Ом;

$\eta_{\text{ел}}$ – електричний ККД МГД-генератора.

Із (4.10) і (4.11) випливає, що

$$L_{\text{еф}} = \frac{K}{K-1} R T_1 \left(1 - \frac{1}{\pi_p \frac{n-1}{n}} \right) = \frac{I^2 R}{G \eta_{\text{ел}}}. \quad (4.12)$$

Електричний ККД МГД-генератора може бути визначений як

$$\eta_{\text{ел}} = \frac{I^2 R}{I^2 (R + r)} = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}, \quad (4.13)$$

де r – внутрішній опір МГД-генератора, Ом.

ККД МГДГ визначають аналогічно ККД турбомашин:

– адіабатний ККД

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{L_{\text{еф}}}{L_{\text{іе}}} = \frac{1 - \frac{1}{\pi_p \frac{n-1}{n}}}{1 - \frac{1}{\pi_p \frac{k-1}{k}}} = \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{1}{\pi_p \frac{k-1}{k}}} = \frac{\eta_t}{1 - \frac{1}{\pi_p \frac{k-1}{k}}}, \quad (4.14)$$

де $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ – термічний ККД відповідного циклу Карно;

– політропний ККД

$$\eta_{\text{пол}} = \frac{L_{\text{еф}}}{L_{\text{пол}}} = \frac{K}{K-1} \frac{n-1}{n}. \quad (4.15)$$

Часто замість ККД вводять коефіцієнт перетворення енергії, який являє собою відношення ефективної роботи МГДГ до запасу повної енергії робочої речовини перед каналом, тобто до значення повної (загальмованої) ентальпії на вході в канал МГДГ:

$$\eta_{\text{пер}} = \frac{L_{\text{еф}}}{c_p T_1 + \frac{V_1^2}{2}}, \quad (4.16)$$

де V_1 – швидкість робочої речовини на вході в МГД-канал, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Якщо в каналі МГДГ тече нестислива краплинна рідина, то такі ККД, як $\eta_{\text{ад}}$, $\eta_{\text{пол}}$ не мають сенсу. У цьому випадку визначають ефективний ККД МГДГ

$$\eta_{\text{еф}} = \frac{L_{\text{еф}}}{\frac{P_1 - P_2}{\rho} + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2}}, \quad (4.17)$$

де $L_{\text{еф}} = \frac{I^2 R}{G \eta_{\text{ел}}}$, $\eta_{\text{ел}} = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}$;

P_1 – тиск рідини на вході в МГД-канал, $\frac{H}{M^2}$;

P_2 – тиск рідини на виході із МГД-каналу, $\frac{H}{M^2}$;

ρ – густина робочої рідини, $\frac{KГ}{M^3}$.

Коефіцієнт перетворення енергії в рідинному МГДГ можна розрахувати за формулою

$$\eta_{\text{пер}} = \frac{L_{\text{еф}}}{\frac{P_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2}}. \quad (4.18)$$

Масова витрата робочої речовини може бути визначена з рівняння (4.11):

$$G = \frac{I^2 R}{L_{\text{еф}} \eta_{\text{ел}}}, \quad (4.19)$$

де $L_{\text{еф}}$ – величина, яку одержують з рівнянь (4.9), (4.10).

4.6. Пневмогідросхеми і термодинамічні цикли енергоустановок з МГД-генераторами

Простішою з точки зору будови є енергоустановка, що містить МГДГ і працює за простим газовим циклом Брайтона. Для цього треба, щоб у всіх пунктах циклу газова робоча рідина зберігала достатню електропровідність, тобто щоб мінімальна температура циклу була не нижчою за $(2...3) \cdot 10^3$ К.

На рис. 4.12 зображено цикл Брайтона для МГДГ, а на рис. 4.13 – пневмогідросхему енергоустановки, що працює за цим циклом. Енергоустановка має МГД-компресор 4, тобто тут для

збереження достатньої електропровідності газу треба забезпечити температуру $T_1^0 \geq (2...3) \cdot 10^3$ К.

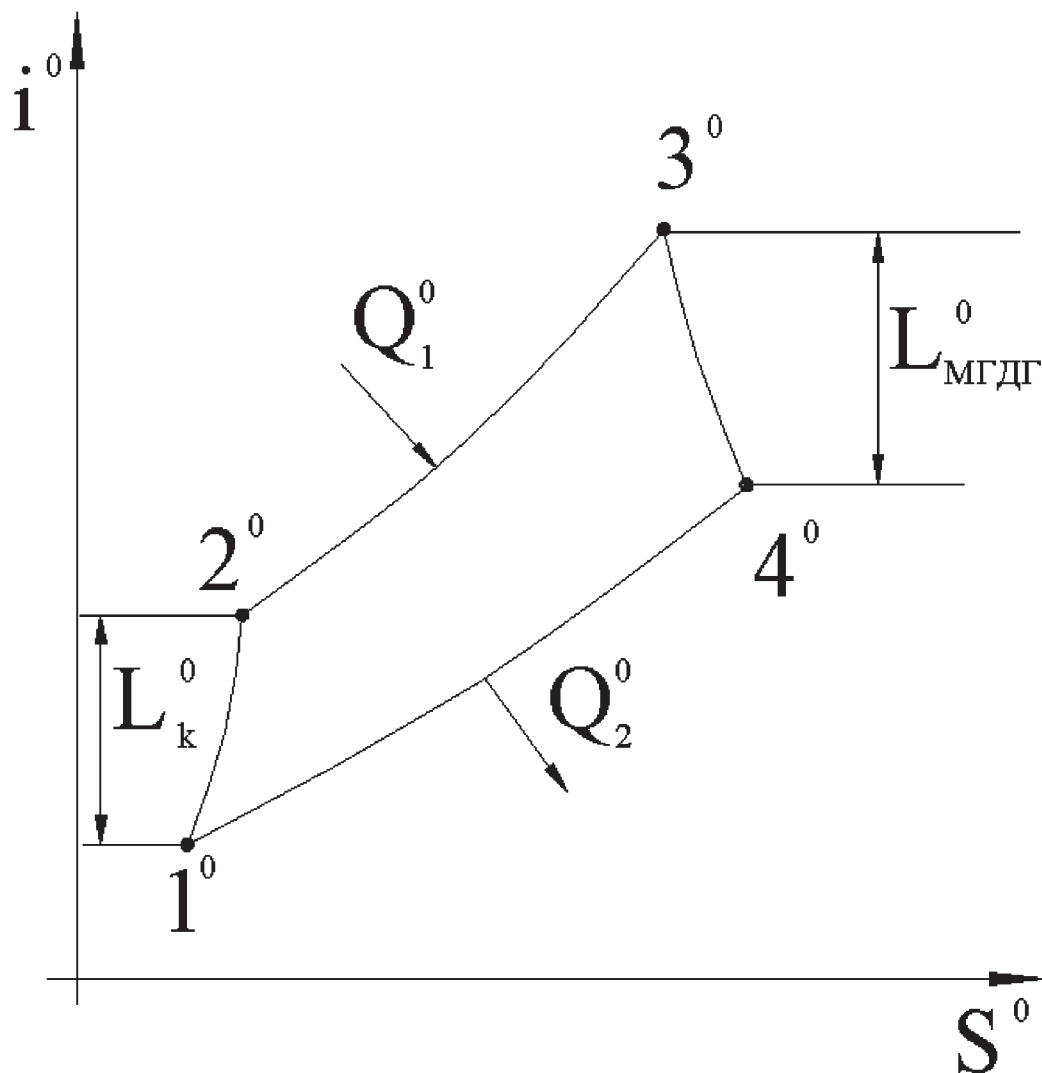


Рис. 4.12. Цикл Брайтона для МГДГ

Якщо ступінь нагріву газу дорівнює $\theta = \frac{T_3^0}{T_1^0} = 3$, то

$T_3^0 \geq (6...9) \cdot 10^3$ К. Побудувати надійну енергоустановку при таких умовах дуже проблематично. Тому більш прийнятною буде енергоустановка зі збереженням достатньої електропровідності в зоні МГДГ, тобто $T_3^0 \approx (2...3) \cdot 10^3$ К, а в зоні високотемпературного механічного компресора, що приводиться в рух за допомогою

електричного двигуна, треба залишити температуру робочої речовини $(0,7...1) \cdot 10^3$ К.

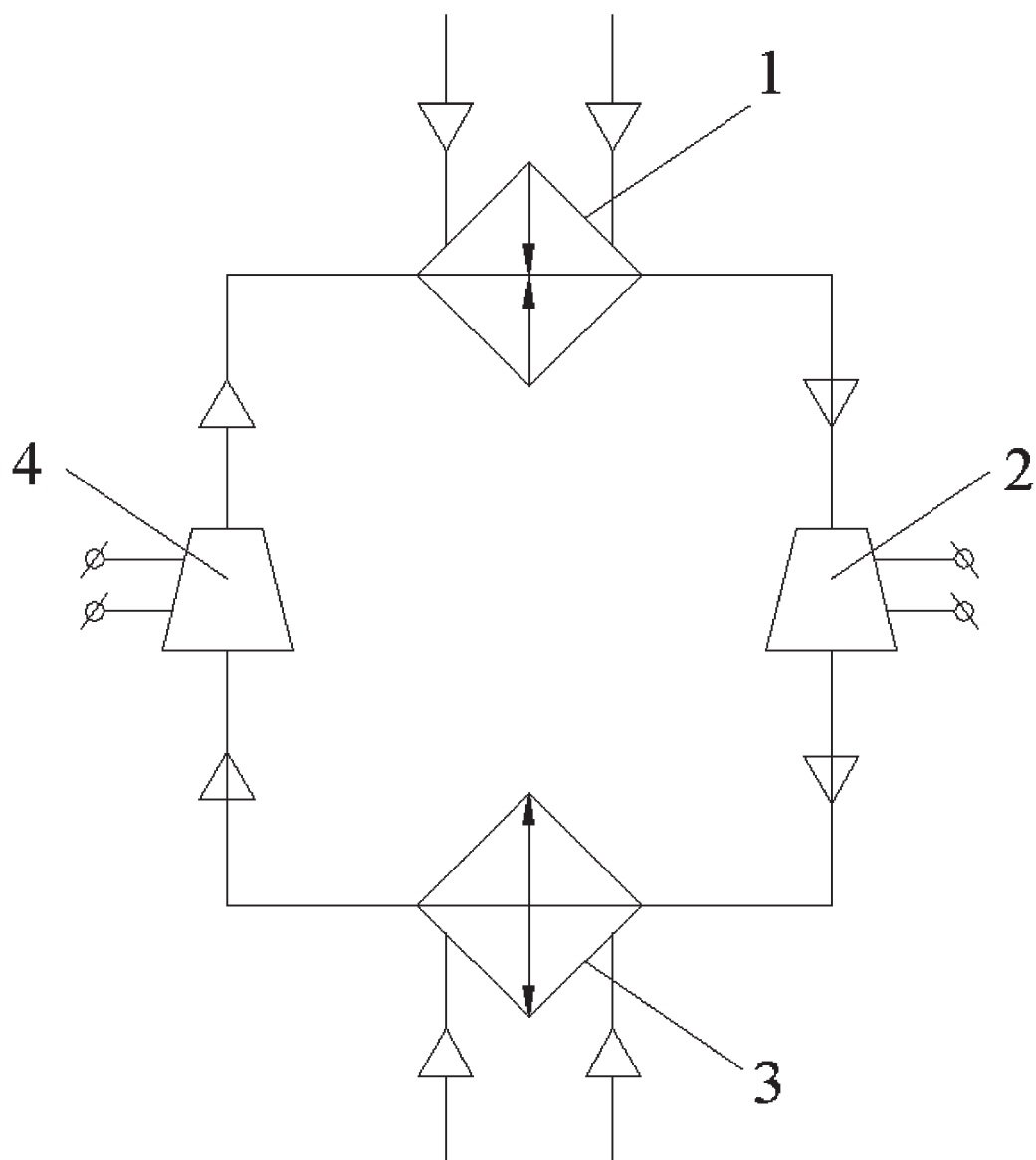


Рис. 4.13. Пневмогідросхема установки з МГДГ, що працює за циклом Брайтона:

1 – джерело тепла (ядерний реактор); 2 – МГДГ; 3 – теплообмінник-утилізатор або холодильник-випромінювач; 4 – МГДГ-компресор

Більш реальними є комбіновані термодинамічні цикли, де об'єднані МГДГ і турбокомпресор (рис. 4.14), можливо з електрогенератором.

На рис. 4.15 показано пневмогідросхему енергоустановки, що працює за термодинамічним циклом, зображеним на рис. 4.14. Турбіна 4 обертає компресор 6 та електричний генератор 7, що можливо при $L_T^0 > L_K^0$ (див. рис. 4.14). Компресор 6 відновлює тиск як в турбіні 4, так і в МГДГ 2.

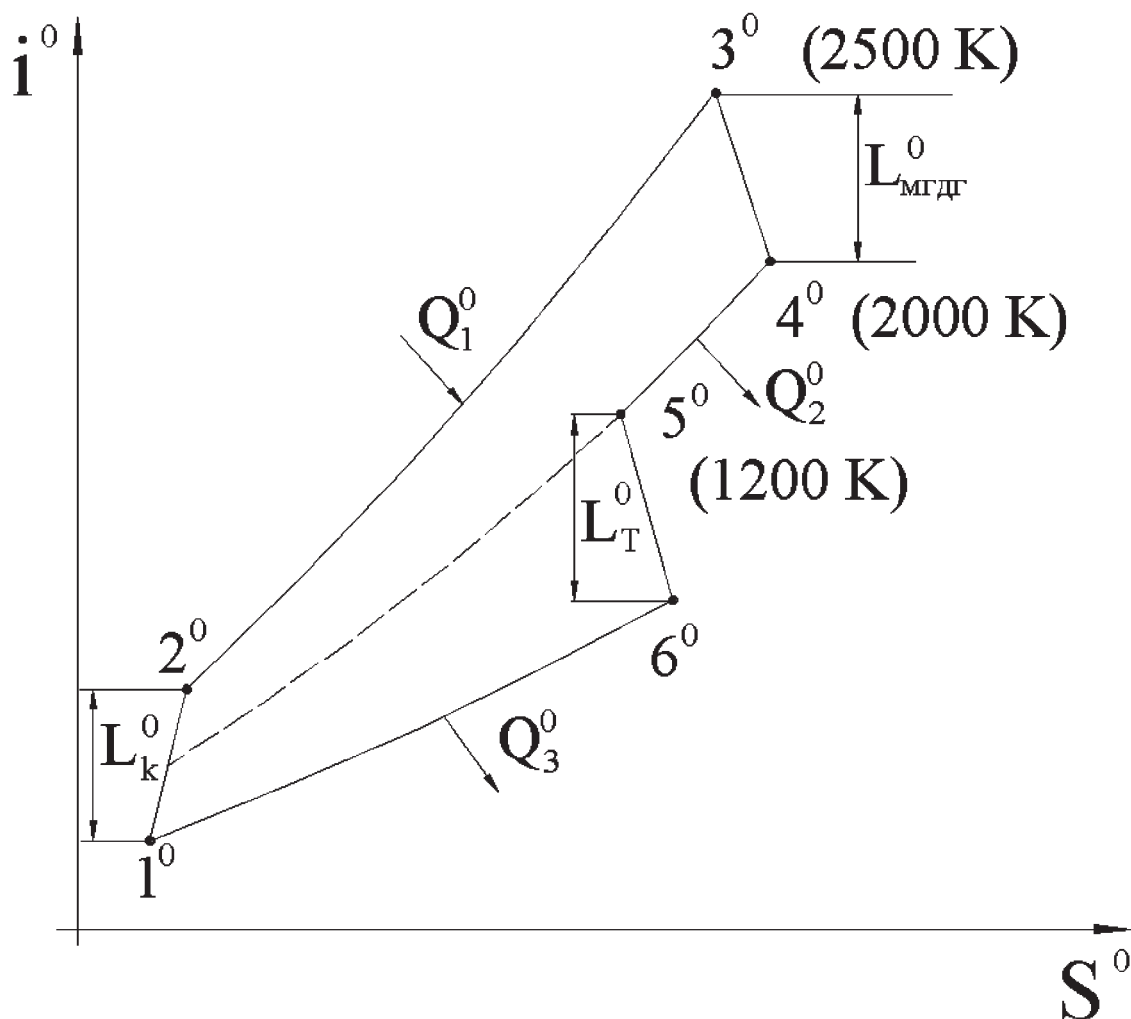


Рис. 4.14. Термодинамічний цикл комбінованої енергоустановки, яка складається з МГДГ і турбогенератора

Існують енергоустановки, в яких генератор 7 відсутній, турбіна 4 служить тільки для обертання компресора 6, а головним джерелом електричної енергії є МГД-генератор 2.

Гарячий газ ($T_3^0 \geq 2500 \text{ K}$) у достатній кількості може бути одержаний за допомогою ядерних і термоядерних реакторів. Робоча

речовина подібних енергоустановок (He, Ar) містить добавки лужних металів.

Можливі установки з регенерацією тепла на виході із турбіни, як це здійснювалось у регенеративному циклі Брайтона [33].

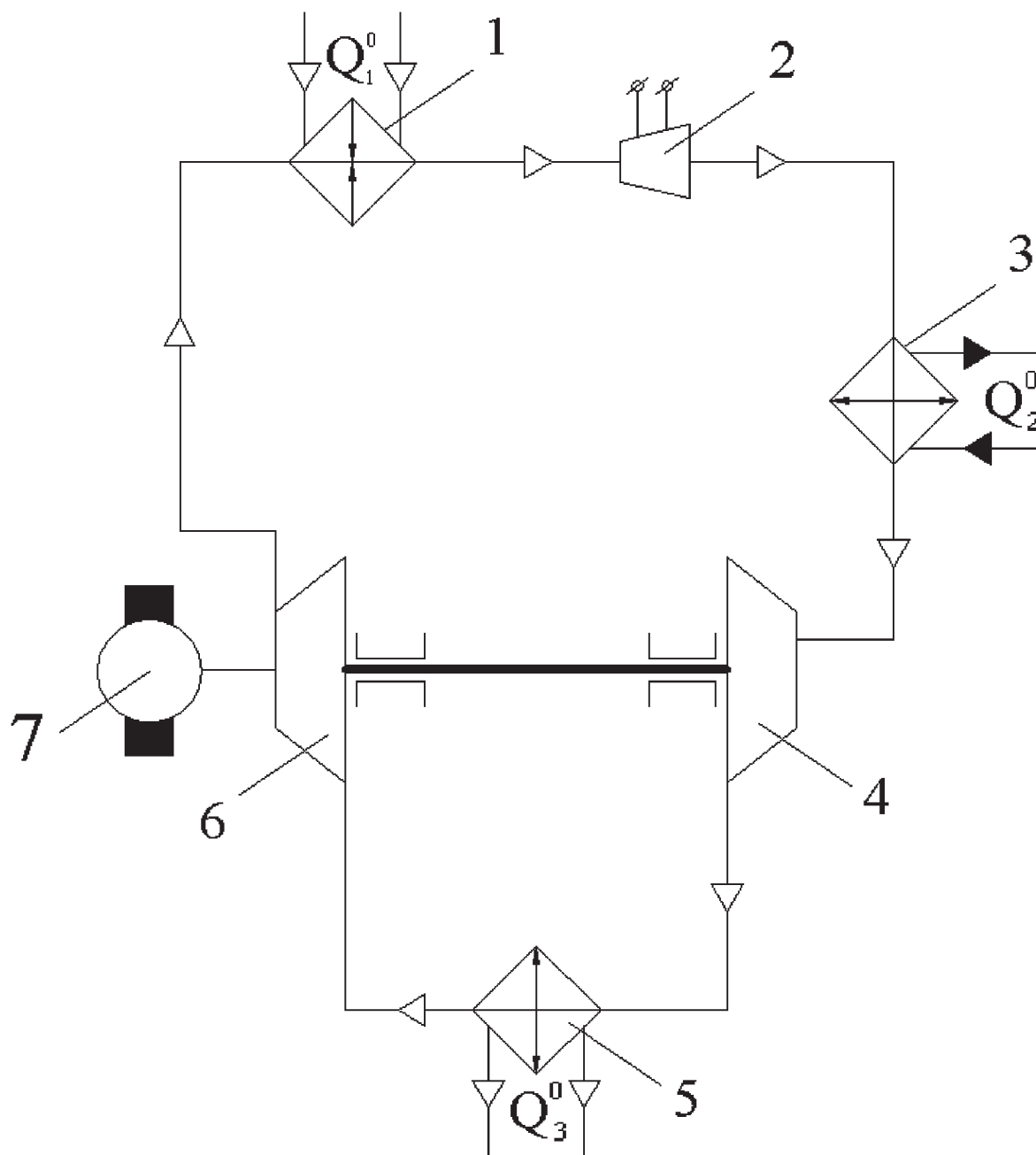


Рис. 4.15. Пневмогідросхема комбінованої енергоустановки:
1 – джерело тепла (ядерний реактор); 2 – МГДГ; 3 – теплообмінник-утилізатор; 4 – турбіна; 5 – холодильник-випромінювач;
6 – компресор; 7 – електрогенератор

Як було сказано раніше, відійти від високих температур робочої речовини можна, якщо перейти в МГДГ до краплинної низькотемпературної рідини, наприклад, до сплавів лужних металів (Li, Na, K, Cs) або їх евтектичних сплавів, таких, як NaK. Ці розплави металів мають високу електропровідність при відносно низьких температурах плавлення.

Краплинну рідину можна розігнати перед каналом МГДГ двома способами:

- за допомогою двофазного сопла, коли краплі робочої рідини розганяються у струмені пари, яка прискорюється при розширенні в соплі;

- за допомогою турбонасосного агрегату (ТНА), де турбіна обертається паром, а pompa (насос) розганяє потік краплинної рідини, що працює в МГД-каналі.

В обох випадках у термодинамічному циклі треба мати два контури: контур пари, що розганяється в паровому соплі за допомогою циклу Ренкіна, і контур рідини, що обслуговує МГДГ і розганяється або в двофазному соплі, або в ТНА.

На рис. 4.16 показано принципову схему установки Еліотта з МГДГ, де робоча речовина (Li) розганяється паром цезію в двофазному соплі.

Установка має два контури. Контур I – нагрівальний, працює в МГДГ, його робочою речовиною є літій (Li). Літій нагрівається за допомогою джерела тепла 6 (часто це ядерний реактор) і подається до змішувального теплообмінника 1, де в зустрічних потоках змішується з краплинним цезієм. Цезій при контакті з гарячим літієм випаровується, перегрівається і попадає в сопло 2, де значно прискорюється. Потік пари цезію захоплює краплі літію й розганяє їх до майже такої самої швидкості. Далі краплі літію зливаються в

суцільний потік і відокремлюються від пари цезію в сепараторі 3. Потік літію надходить зі швидкістю V_1 до каналу коаксіального МГДГ 4 і виходить з нього зі швидкістю V_2 . Далі літій попадає в дифузор 5, де його тиск підвищується від P_2 до P_1 , тобто дифузор працює як помпа. Охолоджений літій знову надходить до нагрівача 6. Видно, що одна частина кінетичної енергії літію перетворюється в електричну енергію в МГДГ, а друга – використовується для підвищення тиску в дифузорі 5.

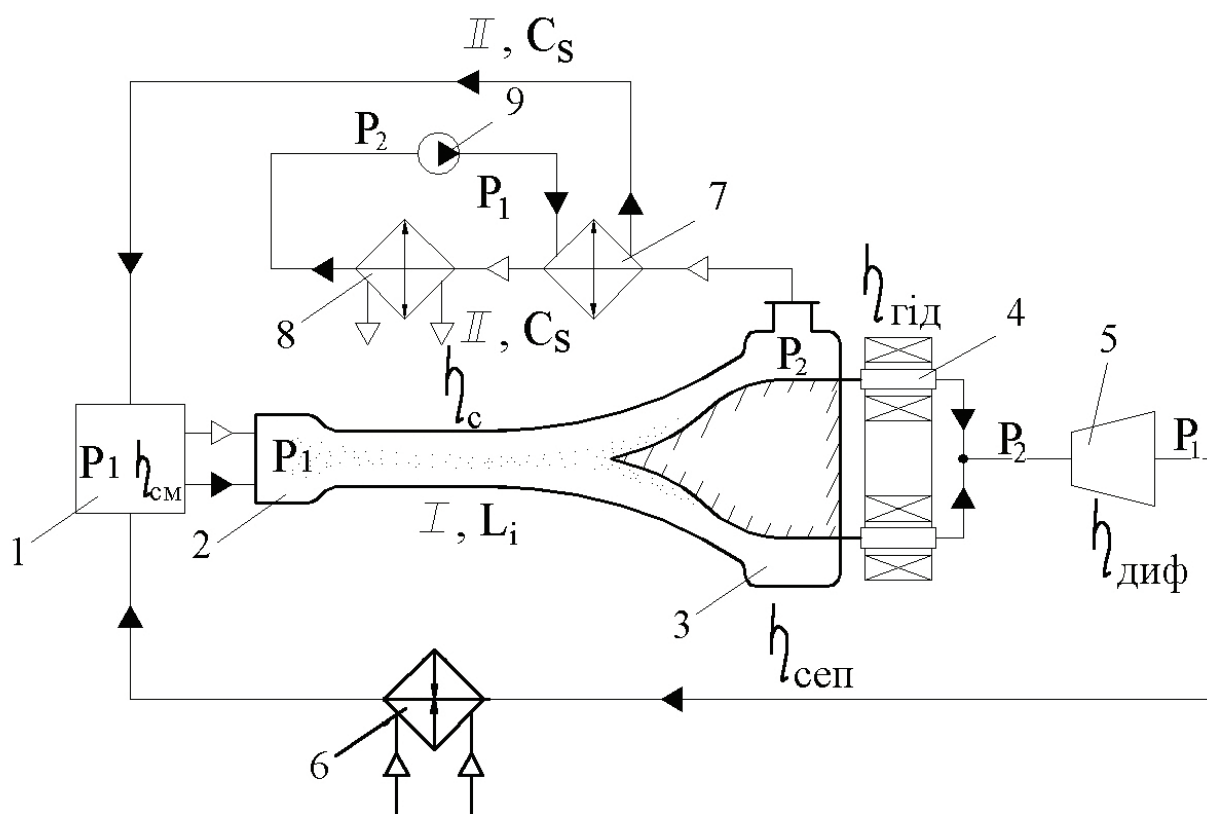


Рис. 4.16. Принципова схема установки Еліотта з МГДГ:
 1 – змішувальний теплообмінник; 2 – двофазне сопло; 3 – сепаратор; 4 – МГДГ; 5 – дифузор; 6 – ядерний реактор; 7 – регенератор; 8 – холодильник-випромінювач; 9 – МГД-помпа; I – нагрівальний (ядерний) контур з робочою рідиною (Li); II – паровий контур із цезієм

Процес розширення цезію в соплі 2 відбувається при його нагріванні від крапель літію, і при відносно великій кількості літію розширення цезію відбувається при $T \approx \text{const}$, тобто за ізотермою.

Після сепаратора 3 пара цезію попадає в паровий контур II: надходить до регенератора 7, де нагрівається, а далі до холодильника-випромінювача 8, де конденсується, і помпою 9 подається до змішувача 1, де рідина цезію випаровується.

Якщо помпа 9 магнітогідродинамічна, то установка Еліотта не має жодного механічного вузла. Це є перевагою установки Еліотта, тому що підвищуються її надійність і працездатність при підвищеній температурі в агресивному середовищі лужних металів.

На рис. 4.17 зображено цикл Ренкіна фазових перетворень цезію у другому, паровому контурі.

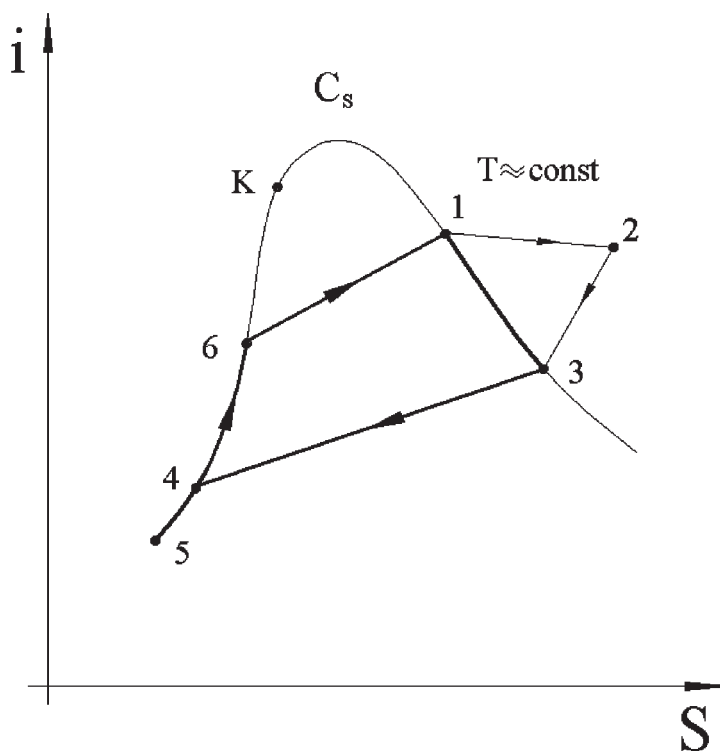


Рис. 4.17. Цикл Ренкіна розширення пари цезію в установці Еліотта: 1–2 – процес розширення пари в соплі 2 з нагріванням; 2–3 – процес охолодження пари в регенераторі 7; 3–4–5 – процес конденсації пари та переохолодження конденсату в холодильнику 8; 5–6–1 – процес нагрівання та кипіння цезію в теплообміннику 1

На рис. 4.18 зображено пневмогідросхему енергоустановки з МГДГ. Розплавлений літій прискорюється в механічній pompі, яка обертається за допомогою парової турбіни, тобто для прискорення робочої речовини МГДГ використано ТНА.

Установка має два контури: перший (I) – нагрівальний з літієм; другий (II) – паровий з калієм або цезієм. Калій випаровується в парогенераторі 5, пара обертає турбіну 1, конденсується в холодильнику 7. Конденсат подається до парогенератора 5 за допомогою помпи 6.

Турбіна обертає помпу 2, що прискорює розплавлений літій і подає його потік у канал МДГ 3, який виробляє електричний струм. Після МГДГ літій надходить до нагрівача 4, яким може бути

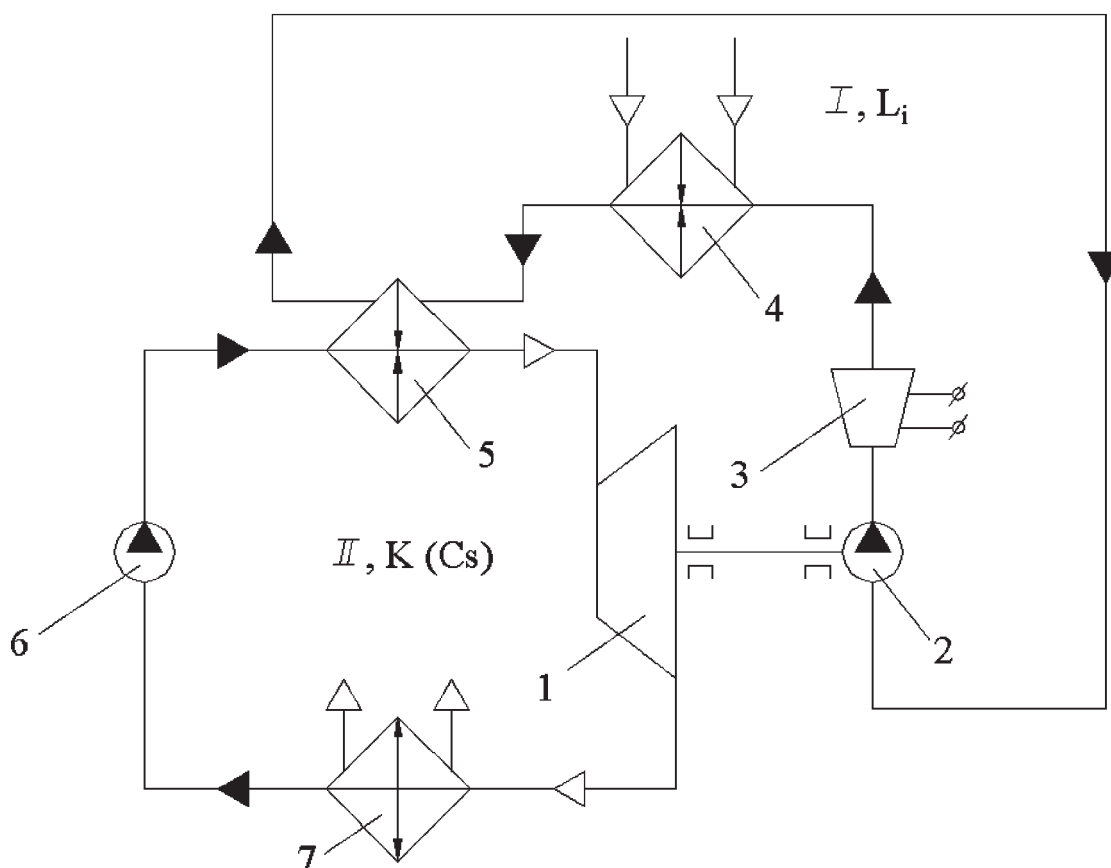


Рис. 4.18. Пневмогідросхема енергоустановки з МГДГ і ТНА:
 1 – турбіна; 2 – помпа; 3 – МГДГ; 4 – джерело тепла;
 5 – парогенератор; 6 – помпа; 7 – холодильник-випромінювач

ядерний реактор, і гарячим подається до парогенератора 5, після якого знову попадає до помпи 2. Тут немає прямого контакту літію контура I з калієм контура II, що є перевагою установки, тому що калій і літій не розчиняються один в одному. Недоліком є наявність механічного ТНА, який може зменшити ресурс енергоустановки.

Волога та перегріта пара лужних металів також має достатню електропровідність, тому існують енергоустановки з МГДГ, що працюють за циклом Ренкіна, в яких розширення пари відбувається в соплі МГДГ, а не в турбіні (рис. 4.19).

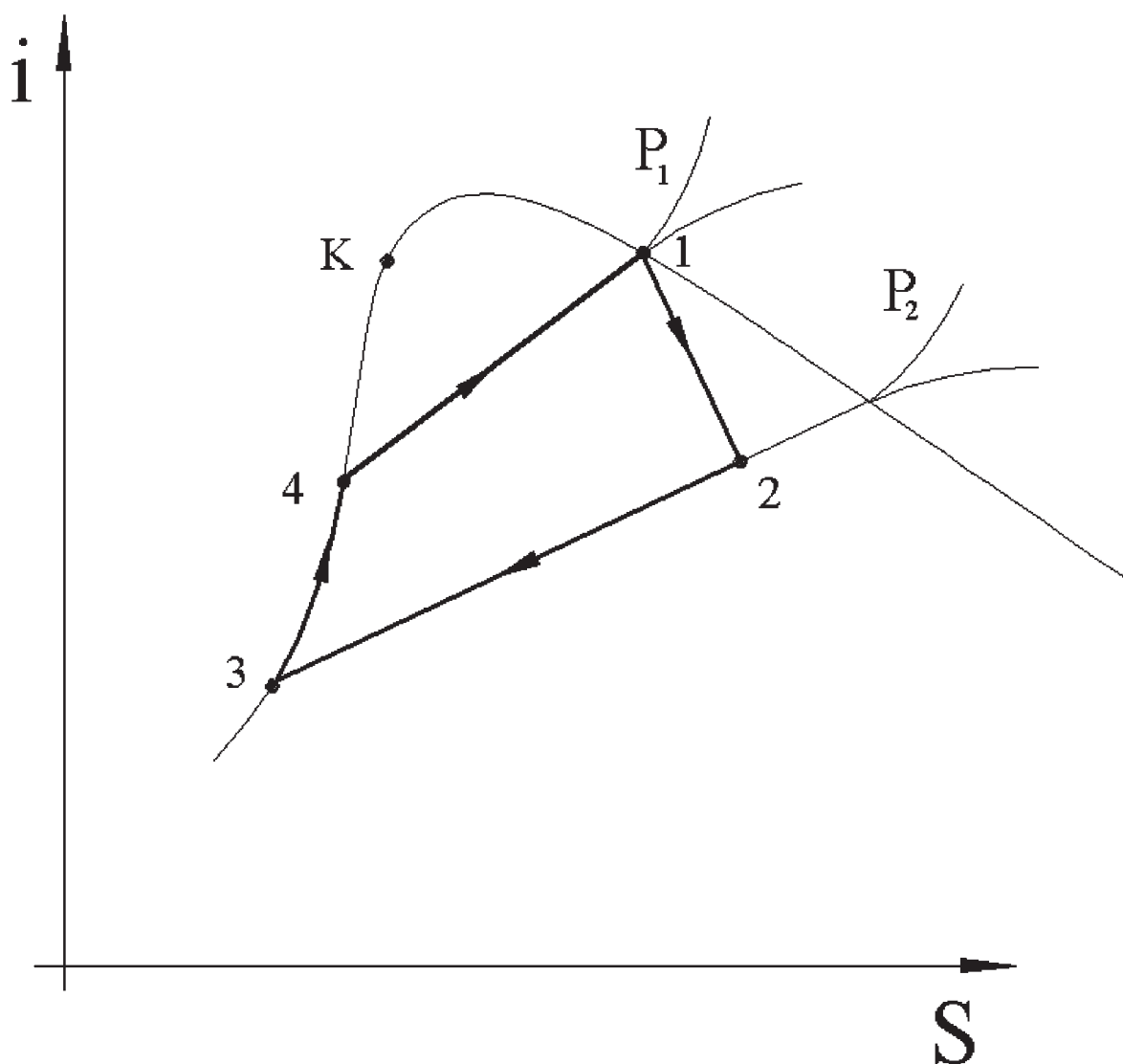


Рис. 4.19. Вологопаровий цикл МГДГ:
 1–2 – розширення пари в МГДГ; 2–3 – конденсація пари; 3–4 – нагрів конденсату до кипіння; 4–1 – кипіння конденсату

Можливі комбіновані енергоустановки, в яких охолоджена пара після МГДГ попадає до парової турбіни, що обертає електромашинний генератор електричного струму.

Перспективним є вологопаровий цикл Ренкіна з МГДГ, що працює на парі талію(Tl). Цей метал може забезпечити температури й тиски пари в таких межах:

$$T_1 = 2500 \text{ К}; P_1 = 10 \text{ бар}; T_2 = 1660 \text{ К}; P_2 = 0,62 \text{ бар}.$$

При цих параметрах питома електропровідність пари талію дорівнює $\sigma = 180 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Можливі бінарні цикли і енергоустановки з МГДГ, в яких у високих температур використовуються парові МГДГ з електропровідною парою, а в зоні відносно низьких температур – паротурбінні перетворювачі енергії, що працюють на непровідних парах інших рідин. Можливі пари: калій–вода, літій–цезій, ртуть–вода тощо.

4.7. Розрахунок основних параметрів енергоустановки з МГДГ, що працює за циклом Еліотта

До основних параметрів енергоустановки, аналогічно газовим циклам Брайтона та паровим циклам Ренкіна, віднесемо такі:

- ефективну роботу циклу $L_{\text{ц}}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;
- кількість підведеного тепла $Q_1, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;
- кількість відведеного тепла $Q_2, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;
- енергетичний (ефективний) ККД циклу $\eta_{\text{ц}}$;

- масові витрати робочих речовин контурів $G_I, G_{II}, \frac{\text{кг}}{\text{с}}$,

при відомій (заданій) електричній потужності енергоустановки.

Схему енергоустановки, що розглядається, наведено на рис. 4.16.

Введемо ряд припущень, при яких будемо виконувати розрахунки:

1. Під ефективною роботою циклу будемо розуміти кінетичну енергію, яку одержує потік літію у двофазному соплі. Питому ефективну роботу (на 1 кг робочої речовини) одержимо, поділивши кінетичну енергію на витрати цезію, бо ця робота виконується в паровому контурі з цезієм при розширенні пари цезію в двофазному соплі. Тоді

$$L_{\text{еф}} = L_{\text{ц}} = \frac{G_I}{G_{II}} \frac{V^2}{2}, \quad (4.20)$$

де V – швидкість потоку літію в МГДГ-каналі, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$;

G_I – витрати літію в першому контурі, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$;

G_{II} – витрати цезію в другому, паровому контурі, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$.

2. При змішенні потоків контурів у теплообміннику 1, соплі 2 тиски вирівнюються.

3. При течії у двофазному соплі швидкості крапель літію та пари цезію однакові, тобто ковзанням фаз будемо нехтувати.

4. Розширення цезію у двофазному соплі відбувається за ізотермою $T=\text{const}$, бо пара цезію при розширенні нагрівається від гарячих крапель літію, зі значною масою.

Запишемо рівняння збереження механічної енергії для енергоустановки Еліотта, вважаючи всі процеси ідеальними, без втрат:

$$G_{II}RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = (G_I + G_{II}) \frac{V^2}{2} + \frac{P_1 - P_2}{\rho_I} G_I + \frac{P_1 - P_2}{\rho_{II}} G_{II}. \quad (4.21)$$

З цього рівняння випливає, що робота ізотермного розширення пари цезію витрачається на розгін двофазної суміші пари цезію та крапель літію до швидкості V у соплі та відновлення тиску в першому контурі за допомогою дифузора 5 і в другому контурі за допомогою МГД-помпи 9.

Із рівняння (4.21) знайдемо кінетичну енергію потоку літію, Дж/кг:

$$\frac{V^2}{2} = \frac{G_{II}}{G_I + G_{II}} RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} - \frac{G_I}{G_I + G_{II}} \frac{P_1 - P_2}{\rho_I} - \frac{G_{II}}{G_I + G_{II}} \frac{P_1 - P_2}{\rho_{II}}, \quad (4.22)$$

де R – газова стала перегрітої пари цезію, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

T_1 – температура пари цезію при розширенні в соплі 2, К (див. рис. 4.17);

P_1 – тиск речовин на вході в сопло, $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$;

P_2 – тиск речовин на виході з сопла, $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$;

ρ_I – густина рідини літію, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

ρ_{II} – густина рідини калію, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Ефективну роботу ідеального циклу Еліотта L'_{II} знайдемо за рівняннями (4.20), (4.22):

$$L'_{\text{ц}} = \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \frac{V^2}{2} = \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}} + G_{\text{II}}} RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} - \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{I}} + G_{\text{II}}} \frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{I}}} - \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}} + G_{\text{II}}} \frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{II}}}. \quad (4.23)$$

Ефективну роботу реального циклу Еліотта $L_{\text{ц}}$ знайдемо, якщо в рівняння (4.23) внесемо ККД окремих агрегатів і втрати тиску через гідравлічний опір у контурах:

$$L_{\text{ц}} = \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \eta_{\text{зм}} \eta_{\text{с}} \eta_{\text{сеп}} \eta_{\text{г}} RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} - \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \left(\frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{I}}} + \frac{\sum \Delta P_{\text{I}}}{\rho_{\text{I}}} \right) \frac{1}{\eta_{\text{диф}}} - \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \left(\frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{II}}} + \frac{\sum \Delta P_{\text{II}}}{\rho_{\text{II}}} \right) \frac{1}{\eta_{\text{n}}}. \quad (4.24)$$

Виносячи за дужки комплекси $\frac{P_1 - P_2}{\rho}$, остаточно одержимо

$$L_{\text{еф}} = L_{\text{ц}} = \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \eta_{\text{зм}} \eta_{\text{с}} \eta_{\text{сеп}} \eta_{\text{г}} RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} - \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \frac{G_{\text{I}}}{G_{\text{II}}} \left(1 + \frac{\sum \Delta P_{\text{I}}}{P_1 - P_2} \right) \frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{I}}} \frac{1}{\eta_{\text{диф}}} - \frac{1}{1 + \frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \left(1 + \frac{\sum \Delta P_{\text{II}}}{P_1 - P_2} \right) \frac{P_1 - P_2}{\rho_{\text{II}}} \frac{1}{\eta_{\text{n}}}. \quad (4.25)$$

Тут $\eta_{\text{зм}}$ – ККД змішувача 1;

η_c – ККД сопла 2;

$\eta_{\text{сеп}}$ – ККД сепаратора 3;

η_r – гідравлічний ККД МГДГ 4;

$\eta_{\text{диф}}$ – ККД дифузора 5 в контурі з літієм;

η_n – ККД помпи 9 у паровому контурі;

$\sum \Delta P_I$ – сума втрат тиску через гідравлічний опір у першому контурі з літієм;

$\sum \Delta P_{II}$ – сума втрат тиску через гідравлічний опір у другому контурі з цезієм.

Для попередніх розрахунків можна брати такі значення ККД агрегатів:

$$\eta_{\text{зм}} = 0,8 \dots 0,9; \quad \eta_c = 0,9 \dots 0,95; \quad \eta_{\text{сеп}} = 0,8 \dots 0,85; \quad \eta_r = 0,9 \dots 0,95;$$

$$\eta_{\text{диф}} = 0,8 \dots 0,9; \quad \eta_n = 0,5 \dots 0,6.$$

Із співвідношення (4.25) видно, що при відомих ККД агрегатів слід вибрати найбільш доцільні значення тільки трьох параметрів:

$$T_1, \frac{P_1}{P_2}, \frac{G_1}{G_{II}}.$$

Температура T_1 визначається властивостями робочих речовин переважно парового контуру – їх стійкістю, теплофізичними константами, що визначаються діаграмами i - S , а також стійкістю конструктивних матеріалів і ресурсом енергоустановки. Якщо використовуються лужні метали, то беруть $T_1 = 1400 \dots 1500$ К.

Відношення тисків $\frac{P_1}{P_2}$ одержують з i - S -діаграми пари залежно від відношення температур $\frac{T_1}{T_2}$. Температура T_2 визначається

аналогічно температурі для паротурбінного циклу внаслідок оптимізації поверхні випромінювача або в результаті інших міркувань при аналізі конкретної установки.

Якісний аналіз виразу (4.20) показує, що існує оптимальне відношення $\left(\frac{G_I}{G_{II}}\right)_{\text{опт}}$, при якому ефективна робота $L_{\text{ц}}$ стає максимальною. Дійсно, при $G_I \rightarrow 0$ $L_{\text{ц}} \rightarrow 0$, бо літій відсутній. При $G_{II} \rightarrow 0$ $L_{\text{ц}} \rightarrow 0$, бо $V \rightarrow 0$ (нічим розганяти літій, цезій відсутній), що вказує на наявність максимуму величини $L_{\text{ц}}$.

Дослідивши вираз (4.25) на екстремум, маємо

$$\left(\frac{G_I}{G_{II}}\right)_{\text{опт}} = 2 \sqrt{\frac{\left(\frac{RT_1 P_1}{P_1 - P_2} \ln \frac{P_1}{P_2}\right) \eta_{\text{зм}} \eta_{\text{с}} \eta_{\text{сеп}} \eta_{\text{г}} - \left(1 + \frac{\sum \Delta P}{P_1 - P_2}\right)}{\left(1 + \frac{\sum \Delta P}{P_1 - P_2}\right) - \eta_{\text{зм}} \eta_{\text{с}} \eta_{\text{сеп}} \eta_{\text{г}}}}, \quad (4.26)$$

де $\sum \Delta P = \sum \Delta P_I + \sum \Delta P_{II}$.

З рівняння

$$N_{\text{еф}} = \frac{I^2 R}{\eta_{\text{ел}}} = \frac{IU}{\eta_{\text{ел}}} = G_{II} L_{\text{ц}}, \quad (4.27)$$

де $I^2 R = IU = N_{\text{ел}}$ – електрична потужність МГДГ у розрахунковому режимі; $\eta_{\text{ел}}$ – електричний ККД МГДГ (див. формулу

(4.13)), можна визначити масову витрату цезію G_{II} , $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$:

$$G_{II} = \frac{N_{\text{еф}}}{L_{\text{ц}}} = \frac{I^2 R}{\eta_{\text{ел}} L_{\text{ц}}} = \frac{IU}{\eta_{\text{ел}} L_{\text{ц}}}. \quad (4.28)$$

Масову витрату літію G_I , $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$, знайдемо із співвідношення

$$G_I = \left(\frac{G_I}{G_{II}} \right)_{\text{опт}} G_{II}. \quad (4.29)$$

Кількість відведеного в циклі тепла (див. рис. 4.17) визначається за формулою

$$Q_2 = C_{pII}''(T_2 - T_3) + r_{II} + C'_{II}(T_4 - T_5), \quad (4.30)$$

де C_{pII}'' – теплоємність пари цезію при $T_1=T_2=T=\text{const}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

C'_{II} – теплоємність конденсату цезію при T_4 , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

r_{II} – прихована теплота конденсації цезію при $T_4=T_3$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Температури T_2, T_3, T_4, T_5 визначаються з i - S -діаграми циклу фазового перетворення цезію (див. рис. 4.17).

Кількість тепла, що підводиться до циклу від зовнішнього джерела тепла, знаходимо за формулою

$$Q_1 = Q_2 + L_{II}. \quad (4.31)$$

Енергетичний (ефективний) ККД циклу Еліотта визначається так:

$$\eta_{II} = \frac{L_{II}}{Q_1} = \frac{L_{II}}{L_{II} + Q_2} = \frac{1}{1 + \frac{Q_2}{L_{II}}}. \quad (4.32)$$

У табл. 4.1 наведено основні дані енергоустановки Еліотта, які необхідно брати до уваги при оцінних розрахунках подібних схем.

Було досліджено різні можливі парні комбінації робочих речовин, але доцільні результати за розчинністю було одержано тільки для двох комбінацій: цезій – літій, калій – літій.

Прийнятні результати дає також пара вода – ртуть.

Основні параметри енергоустановки Еліотта [9, 22]

Параметр	Величина
Робоча речовина контуру	Li, Cs
Електрична потужність енергоустановки	300...500 кВт
Температура на вході в сопло	1100 °С
Температура на виході з радіатора	585 °С
Масова витрата літію G_I	54 кг/с
Масова витрата цезію G_{II}	8,6 кг/с
Швидкість витікання літію з сопла V	116 м/с
Швидкість входу літію в МГД-канал V_I	106,8 м/с
Швидкість виходу літію з МГД-каналу V_2	71 м/с
Електрична потужність енергоустановки	300...500 кВт
Температура на вході в сопло	1100 °С
Температура на виході з радіатора	585 °С
Масова витрата літію G_I	54 кг/с
Масова витрата цезію, G_{II}	8,6 кг/с
Швидкість витікання літію з сопла, V	116 м/с
Швидкість входу літію в МГД-канал V_I	106,8 м/с
Швидкість виходу літію з МГД-каналу V_2	71 м/с
ККД помпи η_{II}	0,50
ККД циклу η_{II}	0,06...0,08
Винесення Li з паром Cs	0,5 %
Втрати рідини в сепараторі	1 %
Перепад тиску в основних агрегатах	~0,7 бар
Напруга на клеммах генератора U	130 В
Сила струму I	38500 А

Закінчення табл. 4.1

Параметр	Величина
Омічні втрати I^2r	65 кВт
Індукція магнітного поля В	2 Тл
Потужність створення магнітного поля	20 кВт
Гідравлічні втрати	50 кВт
Питома вага системи γ	4...8 кг/кВт

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Фаворский О.Н., Фишгойт В.В., Янтовский Е.И. Основы теории космических электрореактивных двигательных установок. – М.: Высш. шк., 1978. – 384 с.
2. Куландин А.А., Тимашев С.В., Иванов В.П. Энергетические системы космических аппаратов. – М.: Машиностроение, 1979. – 320 с.
3. Теория и расчет энергосиловых установок космических летательных аппаратов / Л.А. Квасников, Л.А. Латышев, Д.Д. Севрук, В.Б. Тихонов. – М.: Машиностроение, 1984. – 332 с.
4. Электро-снабжение летательных аппаратов / В.А. Балагуров, И.М. Беседин, Ф.Ф. Галтеев и др. – М.: Машиностроение, 1975. – 536 с.
5. Грилихес В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты. – М.: Наука, 1984. – 216 с.
6. Инженерный справочник по космической технике / А.А. Алатырцев, А.И. Алексеев, М.А. Байков и др. – М.: Воениздат, 1977. – 432 с.
7. Чанг Ш. Преобразование энергии. – М.: Атомиздат, 1965. – 312 с.
8. Алексеев Г.Н. Непосредственное превращение различных видов энергии в электрическую и механическую. – М.: Госэнергоиздат, 1963. – 336 с.
9. Фаворский О.Н. Установки для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. – М.: Высш. шк., 1965. – 288 с.
10. Поздняков Б.С., Коптелов Е.А. Термоэлектрическая энергетика. – М.: Атомиздат, 1974. – 264 с.
11. Фрадкин Г.М., Кодюков В.М. Радиоизотопные источники электрической энергии. – М.: Атомиздат, 1972. – 89 с.

12. Термоэлектрические генераторы / А.С. Охотин, А.А. Ефремов, В.С. Охотин и др. – М.: Атомиздат, 1976. – 320 с.
13. Зорин И.В., Зорина З.Я. Термоэлектрические холодильники и генераторы. – Л.: Энергия, 1973. – 136 с.
14. Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. – М.: Сов. радио, 1971. – 248 с.
15. Раушенбах Г. Справочник по проектированию солнечных батарей. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 360 с.
16. Колтун М.М. Селективные оптические поверхности преобразователей солнечной энергии. – М.: Наука, 1979. – 215 с.
17. Колтун М.М. Оптика и метрология солнечных элементов. – М.: Наука, 1985. – 279 с.
18. Колтун М.М. Солнечные элементы. – М.: Наука, 1987. – 192 с.
19. Коровин Н.В. Новые химические источники тока. – М.: Энергия, 1978. – 184 с.
20. Лидоренко Н.С., Мучник Г.Ф. Электрохимические генераторы. – М.: Энергоиздат, 1982. – 448 с.
21. Бортовые энергосистемы космических аппаратов на основе солнечных и химических батарей / Н.В. Белан, К.В. Безручко, В.Б. Елисеев и др. – Х.: ХАИ, 1992. – Ч. 1.– 192 с.; Ч. 2. - 260 с.
22. Калафати Д.Д., Козлов В.Б. Термодинамика жидкометаллических МГД-преобразователей. – М.: Атомиздат, 1972. – 190 с.
23. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет фотоэлектрических преобразователей энергии: Учеб. пособие по курсовому и дипломному проектированию. – Х.: ХАИ, 1979. – 123 с.
24. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет термоэлектрических преобразователей энергии: Учеб. пособие по курсовому и дипломному проектированию. – Х.: ХАИ, 1982. – 96 с.

25. Ковалевський В.В. Розрахунок основних енергетичних характеристик елемента термодіємного генератора струму, що працює у вакуумному та квазівакуумному режимах: Навч. посібник для курсового та дипломного проектування. – Х.: НАКУ „ХАІ”, 2000. – 15 с.
26. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет электрохимического генератора: Учеб. пособие. – Х.: ХАИ, 1983. – 112 с.
27. Ковалевский В.В. Космические энергетические установки: Курс лекций. – Х.: ХАИ, 1973. – 413 с.
28. Ковалевский В.В. Программа оптимизации и расчета солнечной батареи для бортовой энергоустановки: Учеб. пособие для курсового и дипломного проектирования. – Х.: ХАИ, 1988. – 38 с.
29. Безручко К.В., Ковалевский В.В. Расчет характеристик химических аккумуляторных батарей на основе математических моделей: Учеб. пособие для курсового и дипломного проектирования. – Х.: ХАИ, 1995. – 47 с.
30. Безручко К.В. Расчет характеристик солнечных батарей на основе математических моделей: Учеб. пособие для курсового и дипломного проектирования. – Х.: ХАИ, 1995. – 42 с.
31. Елисеев В.Б., Пятницкий А.П., Сергеев Д.И. Термозмиссионные преобразователи энергии. – М.: Атомиздат, 1970. – 136 с.
32. Краткий физико-технический справочник / Под ред. К.П. Яковлева. – М.: Физматгиз, 1960. – Т. 1 - 3.
33. Ковалевский В.В. Космические энергоустановки. – Х.: НАКУ „ХАИ”, 2004. – 242 с.

ЗМІСТ

Перелік скорочень.....	3
Передмова	4
1. Перетворювачі первинної енергії в електричну на основі напівпровідникової техніки.....	5
1.1. Термоелектричні генератори струму	5
1.1.1. Термоелектричні явища	5
1.1.2. Термоелектричний елемент і його властивості.....	8
1.1.3. Вольт-амперна характеристика, потужність, ККД термоелемента	11
1.1.4. Особливості розрахунку батареї ТЕЛП	18
1.1.5. Особливості проектування батарей ТЕЛП	21
1.2. Фотоелектричні генератори струму	27
1.2.1. Фотоелектричні явища	27
1.2.2. Вольт-амперна характеристика фотоелемента	29
1.2.3. Розрахунок фотоструму при монохроматичному освітленні фотоелемента	33
1.2.4. Розрахунок фотоструму при поліхроматичному сонячному освітленні фотоелемента	37
1.2.5. Розрахунок струму насичення	41
1.2.6. Залежність ВАХ фотоелемента від рівня освітленості та температури	42
1.2.7. Потужність і ККД фотоелемента	44
1.2.8. Методи покращання характеристик фотоелементів.....	46
2. Термоемісійні генератори струму	52
2.1. Термоемісійні явища	52
2.2. Вольт-амперна характеристика елемента ТЕП та її залежність від потенціальної діаграми електрона в між-електродному проміжку	54
2.3. Шляхи покращання ВАХ ТЕП	60
2.4. Режими роботи ТЕП	64
2.5. Вакуумний режим роботи ТЕП	65
2.6. Квазівакуумний режим роботи ТЕП	67
2.7. Потужність і коефіцієнт корисної дії ТЕП	71

2.8.	Особливості дифузійного й розрядного (дугового) режимів роботи ТЕП	74
2.9.	Залежність ВАХ ТЕП від зовнішніх факторів	79
2.10.	Конструктивні й технологічні проблеми, що виникають при створенні ТЕП	81
2.11.	Порівняльна характеристика термoeмісійних і термоелектричних перетворювачів енергії	84
3.	Хімічні джерела струму, принцип дії	87
3.1.	Потенціальні діаграми електрона та ВАХ елемента ХДС	91
3.2.	Термодинамічні основи хімічних джерел струму	102
3.2.1.	Вільні енергії Гіббса і Гельмгольца	102
3.2.2.	Розрахунок електрорушійної сили та енергії, що виробляється ХДС.....	105
3.2.3.	Рівняння Гіббса-Гельмгольца та його аналіз. ККД елемента ХДС	106
3.3.	Загальні характеристики хімічних джерел струму	109
3.4.	Приклади найпоширеніших ХДС	111
3.4.1.	Гальванічні елементи	111
3.4.2.	Хімічні акумулятори	114
3.4.3.	Паливні елементи	117
4.	Установки з магнітогідро- та магнітогазодинамічними генераторами струму	123
4.1.	Принцип роботи МГД-генератора	123
4.2.	Кондукційні МГД-генератори струму	126
4.3.	Індукційні МГД-генератори струму	132
4.4.	Вольт-амперна характеристика МГДГ	136
4.5.	Головні ККД і коефіцієнти перетворення енергії МГД-генераторів	140
4.6.	Пневмогідросхеми і термодинамічні цикли енергоустановок з МГД-генераторами	145
4.7.	Розрахунок основних параметрів енергоустановки з МГДГ, що працює за циклом Еліотта	155
	Бібліографічний список.....	164

Ковалевський Віктор Васильович

**Прямі перетворювачі первинної енергії в
електричну для автономних енергоустановок**

Редактор Т.О. Іваненко

Коректор А.М. Ємленінова

Зв. план, 2005

Підписано до друку 28.11.2005

Формат 60x84 1/16. Папір офс. № 2. Офс. друк.

Ум.-друк. арк. 9. Обл.-вид. арк. 15,62. Наклад 100 прим.

Замовлення 534. Ціна вільна

Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського

«Харківський авіаційний інститут»

61070, Харків-70, вул.Чкалова, 17

[http:// www.khai.edu](http://www.khai.edu)

Видавничий центр «ХАІ»

61070, Харків-70, ул. Чкалова, 17

izdat@khai.edu