

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Запорізький національний технічний університет

Конспект лекцій
з дисципліни «Теорія процесів зварювання» для студентів
спеціальності 131 «Прикладна механіка» усіх форм навчання

2017

Конспект лекцій з дисципліни «Теорія процесів зварювання»
для студентів спеціальності 131 «Прикладна механіка» усіх форм
навчання. / Укл.: О.Є. Капустян - Запоріжжя: ЗНТУ, 2017 – 42 с.

Укладачі: О.Є. Капустян, ст. викладач;
Р.А. Куликовський, канд. техн. наук, доцент
Рецензент: М.Ю. Осіпов, канд. техн. наук, доцент
Редактор: І.П. Аверченко
Відповідальний за випуск: О.Є. Капустян

Затверджено
на засіданні кафедри ОТЗВ
Протокол № 8 від 27.03.2017

Рекомендовано до видання
НМК ІФФ
Протокол № 8 від 15.04.2017

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
1 ЗАКОН ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ФУР'Є.....	5
2 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ.....	6
3 СХЕМИ ТІЛА, ЩО НАГРІВАЄТЬСЯ	7
4 ДЖЕРЕЛА ТЕПЛОТИ	9
5 ЗВАРЮВАЛЬНІ ДЖЕРЕЛА ТЕПЛОТИ.....	11
6 Процеси розповсюдження тепла миттєвих зосереджених джерел...	14
7 Розповсюдження тепла миттєвого точкового джерела.....	14
8 Розповсюдження тепла миттєвого лінійного джерела в пластині....	15
9 Рухомі зосереджені джерела постійної потужності.....	17
10 Рухоме точкове джерело на поверхні напівобмеженого тіла.	18
11 Нагрів поверхні напівобмеженого тіла точковим джерелом	19
11.1 Вплив швидкості пересування джерела.....	20
12 Граничний стан в пластині, яку нагрівають лінійним джерелом ...	21
13 ПЕРІОДИ ТЕПЛОНАСИЧЕННЯ	22
13.1 Для просторового точкового джерела у нескінченному тілі....	23
13.2 Для лінійного джерела в пластині	24
13.3 Для плоского джерела в стержні.....	24
14 ПЕРІОД ВИРІВНЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУР	25
15 Вплив обмеженості розмірів тіла на процес розповсюдження тепла	28
15.1 Наплавка валіка на поверхню плоского шару	28
15.2 Нагрів при русі джерела поблизу краю тіла	30
15.3 Зварювання двох вузьких пластин.....	31
15.4 Нагрів від краю тіла	31
15.5 Нагрів тіл обертання.....	32
16 Розрахунок температур при зварюванні різнорідних металів.	36
17 Проплавлення основного металу зварювальною дугою	38
18 Нагрів електроду, або дроту електричним струмом	40
19 НАГРІВ ЕЛЕКТРОДУ ДУГОЮ	42
20 РОЗПЛАВЛЕННЯ ЕЛЕКТРОДУ.....	42
ЛІТЕРАТУРА.....	43

ВСТУП

Теплові процеси при зварюванні – це розподіл температур у виробі в конкретну мить часу. Температура є функцією теплофізичних властивостей матеріалу, координат та часу:

$T = T(x, y, z, t)$ - об'ємне температурне поле;

$T = T(x, y, t)$ – плоске температурне поле;

$T = T(x, t)$ - лінійне температурне поле.

Ізотерма - геометричне місце точок тіла, які мають однакову температуру.

Термічний цикл зварювання $T = T(t)$ - залежність температури від часу у якій-небудь точці .

Тепловміст (ентальпія) - питома кількість теплоти, яку ввели в тіло масою 1 г при нагріванні його від T_1 до T_2 .

Зміна температури у напрямку будь-якої вісі є градієнтом температури:

$$\text{grad } T_{xx} = \frac{\partial T}{\partial x}$$

Об'ємна теплоємність C_p (Дж/м³град) - кількість теплоти, необхідна для змінення на 1 К температури одиниці об'єму.

Коефіцієнт теплопровідності λ для низьковуглецевих сталей у інтервалі температур 600-800⁰ С дорівнює 0,4 Дж/см·с·град;

1 Дж = 1 Н·м = 0,239 Кал.

1 Вт = 1 Дж/с

Процес розповсюдження теплоти при зварюванні розподіляють на три стадії:

- тепло насичення, коли температурне поле зростає;
- граничний квазістаціонарний стан ;
- вирівнювання температури після закінчення зварювання.

1 ЗАКОН ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ФУР'Є

В загальному випадку, три види теплопередачі:

- теплопровідність;
- конвекція;
- променева енергія.

У твердих тілах спостерігаємо перший випадок.

У рідинах та газах – другий та третій випадок.

Однак у обмежених тілах спостерігаємо і другий випадок, і третій.

Розглянемо стержень зі змінною температурою та законом її

розподілу $\frac{dT}{dx}$

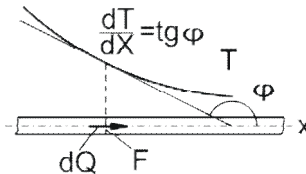


Рисунок 1.1 - Розподіл температури у стержні
Тоді

$$dQ = l \left(-\frac{dT}{dx} \right) F \cdot dt, \text{ Дж}, \quad (1.1)$$

де F – товщина перетину.

Мінус означає, що потік теплоти спрямовано в бік, протилежний зростанню температури.

Тепловий потік – кількість теплоти скрізь перетин, який розглядається за одиницю часу.

$$d\Phi = \frac{dQ}{dt}, \text{ Дж/с, Вт} \quad (1.2)$$

Питомий тепловий потік:

$$q_2 = \frac{d\Phi}{dF}, \text{ Вт/см}^2 \quad (1.3)$$

для конвективного теплообміну

$$q_{2k} = a_k (T - T_0), \quad (1.4)$$

де T – температура тіла;

T_0 – температура оточуючого середовища;

a_k – коефіцієнт конвективної тепловіддачі, Дж/с·см²·°C
для променевого теплообміну

$$q_{2r} = C \left(\frac{T + 273}{100} \right)^4, \quad (1.5)$$

де C – коефіцієнт, залежний від стана поверхні тіла, Дж/с·см²·°C

2 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

Закон теплопровідності Фур'є передбачав розподіл тепла в певному напрямку. Однак ми маємо справу з різними схемами, які не можуть бути описані цим законом.

Процес розподілу тепла і, відповідно, зміни температури в тілі з координатами x , y , z у часі описується диференціальним рівнянням теплопровідності, яке в загальному випадку має вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{l}{cr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 T \quad (2.1)$$

$$\frac{l}{cr} = a \quad (2.2)$$

де $\nabla^2 T$ - оператор Лапласа,

а – коефіцієнт теплопровідності, $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$

В рівнянні (2.1) покладається, що λ , c , ρ , α - постійні.

Але зі зміною температури, їх значення змінюються, однак урахування цієї зміни у часі при рішенні рівняння (2.1) приводить до отримання нелінійних рівнянь, рішення яких для технічних задач дуже трудомістко, тому використовують середні значення коефіцієнтів λ , c , ρ , α в конкретному діапазоні температур.

В довідковій літературі ви в змозі знайти діаграми залежності коефіцієнта від температури та ними користуватись. Диференціальне рівняння теплопровідності для пластини має вид:

$$\frac{dT}{dt} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (2.3)$$

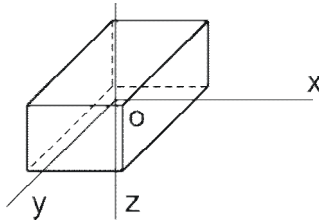
для стержня

$$\frac{dT}{dt} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.4)$$

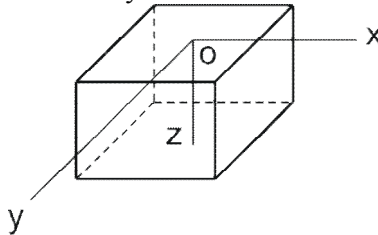
3 СХЕМИ ТІЛА, ЩО НАГРІВАЄТЬСЯ

Всі зварні конструкції, для яких необхідно проводити теплові розрахунки, умовно розподілені на шість розрахункових схем.

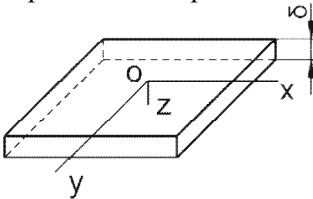
3.1 Необмежене тіло – тіло у якого межі не впливають на розповсюдження теплоти вздовж осей x , y , z .



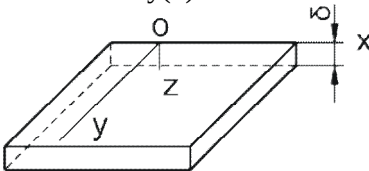
3.2 Напівобмежене тіло – схема масивного тіла з однією обмежуючою площиною $z = 0$. В напрямку інших вісів розповсюдження тепла не обмежуються.



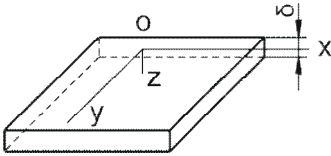
3.3 Необмежена пластина – тіло, обмежене площинами $z = 0$ та $z = \delta$. В напрямку x і y тепло розповсюджується необмежено. При цьому прийнято, що розповсюдження тепла по товщині рівномірне.



3.4 Напівобмежена пластина – тіло, обмежене в розповсюдженні тепла по вісі z та $y(x)$.



3.5 Плоский шар – тіло, обмежене площинами $z = 0$ і $z = \delta$, до того ж по товщині розповсюдження тепла нерівномірне, але у той же час тіло має не настільки велику товщину, щоб їм знехтувати.



3.6. Необмежений та напівобмежений стержень – тіло прямолінійної та криволінійної форми, у якого розповсюдження тепла по поперечному перетину рівномірно і необмежено по вісі x , або обмежене в один бік.

В наданих схемах можуть бути використані як декартові, так і полярні координати.

4 ДЖЕРЕЛА ТЕПЛОТИ

Миттєве точкове джерело теплоти – фізично, це випадок, коли в мікрооб’єм за дуже малий проміжок часу введена кількість теплоти Q , тобто в точці з координатами x_0, y_0, z_0 при $t \rightarrow 0$, кількість теплоти = Q . В наступні моменти часу почнеться розповсюдження тепла, згідно рівняння теплопровідності, що може бути описано рівнянням:

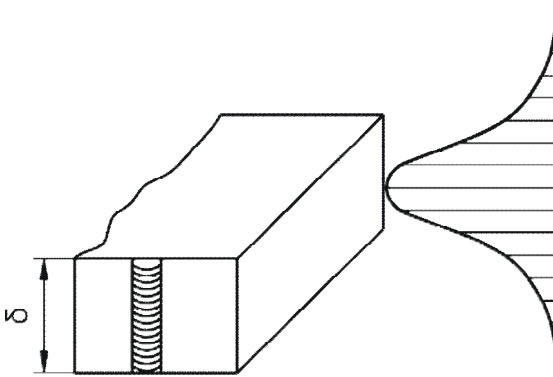
$$T = \frac{Q}{cr(Vpat)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}}, \quad (4.1)$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (4.2)$$

де t – час від введення теплоти

R - відстань від джерела Q до точки, що розглядається.

Миттєве лінійне джерело теплоти – це миттєві точкові джерела, які діють одночасно та розташовані в одну лінію – розрізняють лінійні та нормально лінійні миттєві джерела.

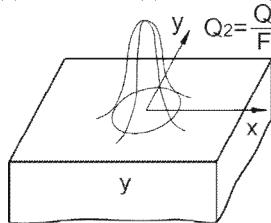


$Q_1 = \frac{Q}{d}$ - тепло розповсюджується рівномірно відносно вісі z ,
нормально лінійний

$$T = \frac{Q_1}{cr \cdot 4\pi at} e^{-\frac{r^2}{4at}} \quad (4.3)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

Миттєве плоске джерело теплоти - сукупність миттєвих точкових джерел теплоти, діючих в одній площині.



Температурне поле може бути описане рівнянням

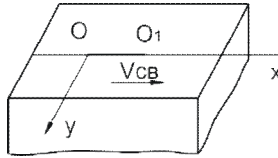
$$T = \frac{Q_2}{cr (4\pi at)^{1/2}} e^{-\frac{x^2}{4at}} \quad (4.4)$$

В цьому випадку температура залежить тільки від координати x і t .

Миттєве об'ємне джерело – це рівномірно розповсюджене джерело в усіх напрямках.

Неперервно діючі джерела теплоти – являють собою сукупність миттєвих джерел, розповсюджених у часі.

При цьому джерела можуть бути нерухомими, рухомими та швидкорухомими.



5 ЗВАРЮВАЛЬНІ ДЖЕРЕЛА ТЕПЛОТИ.

5.1 Джерела, тепловий потік яких є постійним у часі – електрична дуга, газове полум'я, (ЕШЗ, ЕПЗ).

5.2 Джерела, тепловий потік яких та його розповсюдження змінюються на протязі процесу зварювання:

- стикове контактне зварювання, точкове, зварювання тертям та ін.

Зварювальна дуга – це достатньо потужне джерело тепла.

Температура в стовпі дуги від $5000 - 6000^{\circ}\text{C}$.

Плями: - анодні – на позитивному електроді, та катодні – на від'ємному електроді.

Температура катодної плями на залізному електроді $2100 - 2300^{\circ}\text{C}$, на вугільному – $3000 - 4000^{\circ}\text{C}$.

Ефективна потужність дуги

$$q_d = \eta UI, \text{ Дж} \quad (5.1)$$

де η - ефективний ККД, який являє собою відношення кількості тепла, введенного дугою в метал до теплового еквіваленту потужності

дуги. Для плавкого електроду відкритою дугою $\eta = 70-85 \%$;
 для плавкого електроду під флюсом $\eta = 85-95 \%$;
 для не плавкого вугільного електроду – $50-70 \%$.

Щільність току розповсюджена по активній плямі дуги – анодній чи катодній нерівномірно, та середнє значення може бути вираховано з залежності:

$$i_{cp} = \frac{4}{\pi d_e^2} I, \frac{A}{mm^2}, \quad (5.2)$$

де d_e – діаметр активної плями,
 d_n – діаметр плями нагріву.

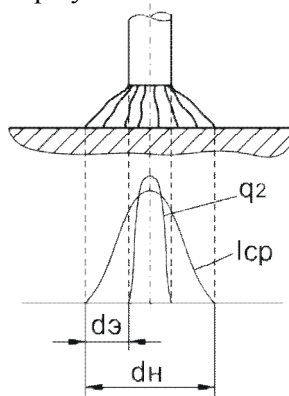


Рисунок 5.1 - Розподіл щільності струму у дузі

З рисунка (5.1) видно, що тепло дуги вводиться на поверхні d_n , яка називається поверхнею нагріву.

Питомий тепловий потік q_2 , зі схеми, найбільш максимальний в межах активних плям.

Дуга розвиває тепло в активній плямі за рахунок безпосереднього перетворення енергії електрично заряджених бомбардуючих частинок у теплову енергію поверхневого шару матеріалу електроду. Кільцева зона плями нагріву, яка лежить не в активній плямі, нагрівається конвективним теплообміном, полум'ям дуги та променевим зі стовпу дуги.

Тому питомий тепловий потік $q_2(r)$ спадає більш повільно, ніж щільність току i , а $d_n > d_e$ активної плями дуги. Нормальний закон

розподілу:

$$q_{2(r)} = q_{2m} e^{-dr_n^2}, \quad (5.3)$$

де q_{2m} – максимальний тепловий потік в центрі плями нагріву,

$$q_{2m} = \frac{\kappa}{\rho} q_n, \quad (\text{Дж/см}^2 \cdot \text{с}), \quad (5.4)$$

де κ – коефіцієнт зосередженості, $1/\text{см}^2$, який залежить від виду електричної дуги та режимів зварювання – U_d та $I_{зв}$.

Джерело з розподілом теплового потоку по рівнянню (5.3) називається нормально круговим.

Умовним радіусом плями нагріву вважають відстань r_n , на якому $q_2(r_n)$ дорівнює 0,05 в центрі плями.

Для цього припущення

$$d_n = \frac{3.46}{\sqrt{\kappa}} \quad (5.5)$$

Електрошлаковий процес. Тепловий потік при ЕШЗ складається з двох джерел теплоти.

Перший – діючий на межі рідкий метал – шлак і другий - по лінії шлак-метал, тобто фактично ми маємо справу з плоским джерелом.

Потужність металевого джерела, дорівнює:

$$q_m = h_m r_m V_m; \quad (5.6)$$

де q_m – потужність металевого джерела, Дж/с;

h_m – тепловміст одиниці маси розплавленого присадного металу при температурі шлаку у активній зоні Дж/г;

r - щільність, г/см³;

V_m – питомий об'єм присадки, який подається в ванну за одиницю часу, см³/с.

Потужність шлакового джерела дорівнює різниці

$$q_{\text{ш}} = q - q_{\text{м}}, \quad (5.7)$$

$$q = h UI$$

де q – повна ефективна потужність джерела, Дж;

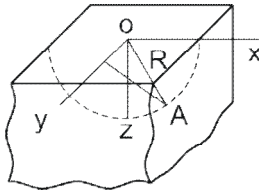
$h = 80-88 \%$.

6 ПРОЦЕСИ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ТЕПЛА МИТТЄВИХ ЗОСЕРЕДЖЕНИХ ДЖЕРЕЛ

Порівняння дуги з іншими джерелами нагріву – газовим полум'ям, контактним зварюванням, дозволяє виділити його в найбільш концентроване джерело, для спрощення розрахунків, покладаючи, що тепло дуги, яке виділяється на $d_{\text{н}}$, зосереджено в центрі плями. Тоді з невеликою похибкою, яка задовольняє технічні розрахунки, можливо вважати дугу миттєвим зосередженим (точковим) джерелом нагріву.

7 РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ТЕПЛА МИТТЄВОГО ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА

Точкове джерело прикладене до поверхні напівобмеженого тіла в точці O .



В точці O в початковий момент часу введена кількість тепла Q . Температуру тіла в початковий момент часу вважаємо рівну 0 .

Межу $УОХ$ вважаємо непроникною, тобто при:

$$z = 0, \quad \text{grad} \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (7.1)$$

Процес розповсюдження тепла від джерела Q , прикладеного у непронускаючу тепла граничну площину напівобмеженого тіла, еквівалентний процесу розповсюдження тепла $2Q$ в необмеженому тілі, тому що додаткове відбите джерело співпадає за напрямком з головним. Тоді з рівняння (4.1)

$$T(R, t) = \frac{2Q}{cr(4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}} \quad (7.2)$$

І всі точки в напівсфері з радіусом R будуть мати однакову температуру.

Температура точки O з координатами $z = 0$, $x = 0$, $y = 0$ в момент часу t дорівнює:

$$T(o, t) = \frac{2Q}{cr(4\pi at)^{3/2}} \quad (7.3)$$

8 РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ТЕПЛА МИТТЄВОГО ЛІНІЙНОГО ДЖЕРЕЛА В ПЛАСТИНІ

До лінійного елемента OO_1 в момент часу $t = 0$ прикладене лінійне джерело O довжиною d і діюче по осі OZ .

розповсюджується аналогічно лінійному джерелу в пластині, і рівняння зміни температури у часі описується рівнянням:

$$T(x, t) = \frac{Q}{crF(4pat)^{1/2}} e^{-\frac{x^2}{4at} - bt} \quad (8.4)$$

$$b = \frac{aP}{crF} \quad (8.5)$$

де b - коефіцієнт температуровіддачі, $1/c$;

P – периметр стержня, см;

F – площа перетину, cm^2 .

9 РУХОМІ ЗОСЕРЕДЖЕНІ ДЖЕРЕЛА ПОСТІЙНОЇ ПОТУЖНОСТІ

Рішення цієї задачі здійснюється шляхом застосування принципу накладання. Для нього весь період дії джерела розбивають на нескінченно малі періоди та розглядають окремі елементарні впливи джерела на тіло.

При цьому елементарні впливи можна розглядати незалежними один від одного. Диференційні рівняння лінійні, тобто їх коефіцієнти не залежать, в даному випадку, від температури. В диференційному рівнянні теплопровідності такою змінною є коефіцієнт α – коефіцієнт температуропровідності. Його величину приймають постійною, отримуючи за рахунок цього похибку, припустиму для практичних розрахунків.

10 РУХОМЕ ТОЧКОВЕ ДЖЕРЕЛО НА ПОВЕРХНІ НАПІВОБМЕЖЕНОГО ТІЛА

На поверхні напівобмеженого тіла з постійною швидкістю $V_{зв}$ прямолінійно рухається джерело тепла постійної потужності q . Вважаємо, що межа $x_0 y_0 z_0$ не пропускає тепла.

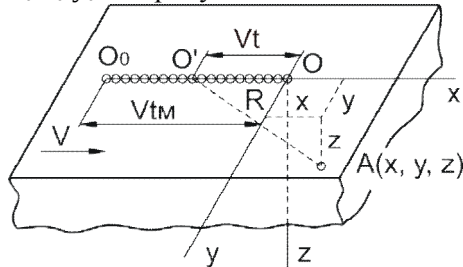


Рисунок 10.1 - Схема розповсюдження тепла від рухомого точкового джерела у напівобмеженому масивному тілі.

Початок нерухокої, зв'язаної з джерелом системи координат – O_0 – сумісний з положенням точкового джерела в момент $t = 0$, тобто початку його дії.

При постійній швидкості переміщення V в момент t від початку дії джерела, він буде знаходитися в точці O на відстані Vt від точки O_0 .

Сумістимо з точкою O – миттєвим положенням точкового джерела – рухому систему координат x, y, z , яка співпадає за напрямком з $x_0 y_0 z_0$.

Нехай в момент t' джерело буде знаходитися в точці O' з координатами $(Vt', 0, 0)$. За час dt' джерело виділить тепла $dQ = q dt'$.

Виділене тепло dQ , розповсюджуючись на протязі часу $(t - t')$ викличе до моменту t в точці A зміну температури $dT(t')$.

Підсумовану зміну температури в точці A отримаємо, підсумовуючи зміни температури, викликані сукупністю джерел на всьому шляху $O_0 O$

$$T(t) = \int_0^t dT(t') \quad (10.1)$$

Просторовий радіус – вектор

$$R' = \sqrt{(x_0 - Vt')^2 + y_0^2 + z_0^2} \quad (10.2)$$

Тоді температура в будь-який момент часу дії рухомого джерела буде дорівнювати

$$T(x_0, y_0, z_0, t) = \int_0^t \frac{2qdt'}{cr[4pa(t-t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(x_0 - Vt')^2 + y_0^2 + z_0^2}{4a(t-t')}\right] \quad (10.3)$$

Або після інтегрування

$$T = \frac{q}{2p l R} e^{-\frac{Vx}{2a} - \frac{VR}{2a}} \quad (10.4)$$

Аналогічним чином можливо отримати рівняння для лінійного та плоского рухомого джерела.

11 НАГРІВ ПОВЕРХНІ НАПІВОБМЕЖЕНОГО ТІЛА ТОЧКОВИМ ДЖЕРЕЛОМ

Процес нагріву джерелом постійної потужності поділяється в загальному випадку на три періоди.

I період – теплонасичення, коли розмір зв'язаний з джерелом нагрітої зони збільшується.

II період – граничний або встановлений стан, коли температурне поле залишається незмінним.

III період – вирівнювання температур.

Розглянемо граничний стан – при нерухомому джерелі, нерухоме поле граничного стану називається стаціонарним. При рухомому джерелі (при $V_{зв} = \text{const}$, $q = \text{const}$) зв'язане з ним температурне поле граничного стану, називають квазістаціонарним, тобто зв'язаним з джерелом.

Поле рухомого джерела в граничному стані описується рівнянням (10.4)

$$T(R, x) = \frac{q}{2p l R} \exp\left(-\frac{Vx}{2a} - \frac{VR}{2a}\right),$$

де R – просторовий радіус – вектор в рухомій системі координат (10.2);

x – абсциса точки A в рухомій системі координат.

Частковим випадком цього рівняння буде нерухоме джерело. При тривалому нагріві при $t \rightarrow \infty$, процес розповсюдження тепла прагне до граничного та покладаючи $V = 0$

$$T(R) = \frac{q}{2p l R} \quad (11.1)$$

Тобто температура в граничному стані буде залежати від координати R .

11.1 Вплив швидкості пересування джерела

Для точок на від'ємній напіввісі абсциса дорівнює радіусу – вектору з протилежним знаком $-\underline{R}$.

Після підстановки його в рівняння (10.4) отримаємо

$$T(R) = \frac{q}{2p l R} e^{\frac{VR}{2a} - \frac{VR}{2a}}. \quad (11.2)$$

Таким чином, розподіл температур на від'ємній вісі, тобто позаду джерела, не залежить від швидкості пересування джерела та визначається тільки координатою радіуса – вектора.

Для позитивної вісі в рівнянні (10.4) підставимо $x = R$, тоді отримаємо

$$T(R) = \frac{q}{2p\lambda R} e^{-\frac{VR}{a}}. \quad (11.3)$$

Вираз $e^{-\frac{VR}{a}}$ буде завжди менше 1, отже чим більше V , тим швидше буде спадати температура попереду джерела.

Приклад:

Температурне поле граничного стану при наплавленні валіка на масивний виріб, $q = 4000$ Дж/с, $V = 0,1$ см/с

Ступінь витягнутості температурного поля визначається ні V , а

$$\frac{VR}{a}$$

параметром a , який виражає відношення швидкості до коефіцієнта температуропровідності.

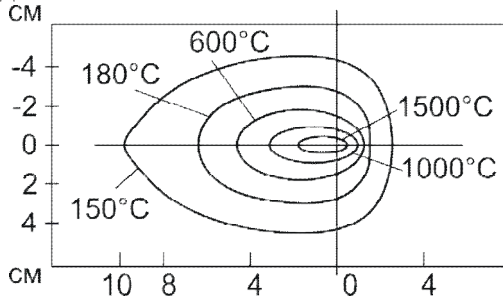


Рисунок 11.1 - Температурне поле рухового джерела на поверхні масивного тіла

12 ГРАНИЧНИЙ СТАН В ПЛАСТИНІ, ЯКУ НАГРІВАЮТЬ ЛІНІЙНИМ ДЖЕРЕЛОМ

Рівняння граничного стану для пластини, яку нагрівають лінійним джерелом, описується залежністю

$$T(x, y) = \frac{q}{2\pi\lambda\delta} \cdot \exp\left(-\frac{Vx}{2a}\right) \cdot K_0\left(r \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}\right), \quad (12.1)$$

де r – плоский радіус – вектор елемента рухомого поля, тобто відстань точки А від миттєвого положення джерела 0.

$K_0(U)$ – функція Бесселя, вираховується за таблицями.

$$b = \frac{2a}{crd}$$

- враховує інтенсивність зниження температури пластини при тепловіддачі в оточуюче середовище, 1/с;

α - коефіцієнт тепловіддачі, Дж/с·см²·°С

Поле температур буде завжди більш витягнутим, ніж для напівобмеженого тіла (рис.12.1).

Збільшення швидкості руху джерела призведе до звуження ізотерм в напрямку, паралельному вісі шва та згущуються попереду джерела.

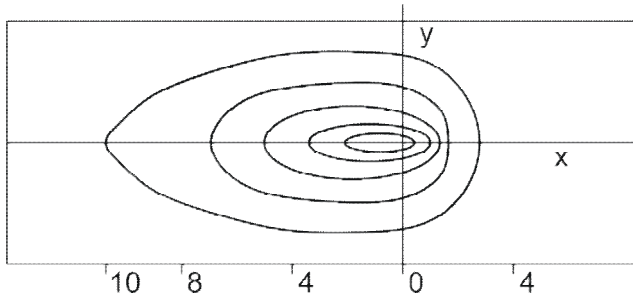


Рисунок 12.1 - Температурне поле рухомого джерела у пластині.

Збільшення потужності джерела призведе до розширення ізотерм, причому розміри їх ростуть більш інтенсивно, ніж потужність.

У випадку нерухомого джерела

$$T(R) = \frac{q_{и}}{2pld} \cdot K(r\sqrt{\frac{b}{a}}) \quad (12.2)$$

13 ПЕРІОДИ ТЕПЛОНАСИЧЕННЯ

Раніше ми розглянули граничні умови процесу розповсюдження тепла, пов'язані з джерелом тепла, температурне поле не змінюється з

часом і тільки пересувається разом з джерелом.

Такий граничний стан настає не одразу. В мить розпалювання дуги, тепло вводиться в холодний метал, початкова температура якого однакова у всьому об'ємі.

По мірі горіння дуги, тепло починає розповсюджуватись в тіло, при цьому розміри зони, що нагріваються, починають збільшуватись.

В мить, коли розміри зони, що нагріваються, досягають температури $T_{\max}$, температура припиняє змінюватись; вважають, що процес нагріву досяг граничного стану і, відповідно, закінчився процес теплонасичення.

При цьому, при дії нерухомого джерела постійної потужності, процес розповсюдження тепла прагне до граничного стаціонарного стану. При дії рухомого джерела, яке рухається прямолінійно з постійною швидкістю, процес розповсюдження тепла прагне до граничного квазістаціонарного стану.

Таким чином, період процесу розповсюдження тепла від моменту часу $t = 0$ до встановлення граничного стану називається теплонасиченням.

В цей період температура будь-якої точки змінюється від $t = 0$ до температури граничного стану. Розрахунок температур цього періоду здійснюється за раніше розібраними формулами, але з введенням коефіцієнта теплонасичення $\Psi(t)$,

$$T(t) = \Psi(T_{\text{гр}}) \quad (13.1)$$

Значення коефіцієнта Ψ змінюється від нуля в початковий момент до одиниці в періоді теплонасичення.

Значення його визначаються за номограмами після підрахунку безрозмірних коефіцієнтів ρ і τ [1].

13.1 Для просторового точкового джерела у нескінченному тілі

$$t_3 = \frac{V^2 t}{4a}; \quad (13.2)$$

$$r_3 = \frac{VR}{2a} \quad (13.3)$$

13.2 Для лінійного джерела в пластині

$$t_2 = \left(\frac{V^2}{4a} + b \right), \quad (13.4)$$

$$r_2 = r \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}, \quad (13.5)$$

$$b = \frac{2a}{crd}. \quad (13.6)$$

13.3 Для плоского джерела в стержні

$$r_1 = |x| \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}; \quad (13.7)$$

$$t_1 = t \left(\frac{V^2}{4a} + b \right), \quad (13.8)$$

$$b = \frac{aP}{crF}. \quad (13.9)$$

де ρ - периметр стержня

14 ПЕРІОД ВИРІВНЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУР

По закінченні дії джерела введене тепло продовжує розповсюджуватись по тілу внаслідок його теплопровідності. Період процесу розповсюдження тепла, починаючи з моменту $t = t_K$ закінчення дії джерела називається періодом вирівнювання температур.

Нехай зосереджене джерело постійної потужності $q = \text{const}$ і $V = \text{const}$ діє з моменту 0 до К. Тривалість дії джерела t_K . Зміна температури в період теплонасичення виражено кривою ОК.

Розрахунок в період зрівнянь температур зведемо до розрахунку в період теплонасичення. Визначимо температуру точки М з координатою часу t .

Нехай джерело, яке припинило дійсно нагрів в точці К, продовжує фіктивно діяти до моменту t (тобто t . М).

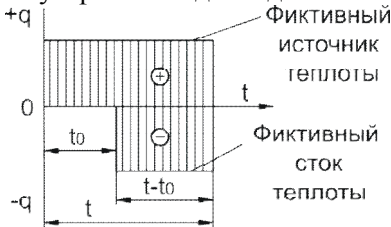


Рисунок 14.1 - Схема дії фіктивного джерела і фіктивного стоку теплоти

Для врівноваження його діяльності введемо фіктивний стік тієї ж потужності q_Φ .

Таким чином, введення фіктивного джерела не змінює температурного поля тіла у часі.

Температуру $T_B(t)$ в момент М в періоді вирівнювання температури після припинення дії джерела q можливо розглядати як алгебраїчну суму температур від джерела q , яке й далі діє, тобто $T(t)$ і фіктивного стоку тепла $-q_\Phi$.

$$T_B(t) = T(t) - T(t - t_K), \quad (14.1)$$

при $t > t_K$.

Температури правої частини рівняння можливо виразити через

температуру граничного стану

$$T_B(t) = \Psi \cdot T_{ep}(t) - y T_{ep}(t - t_R). \quad (14.2)$$

де Ψ - визначається аналогічно періоду теплонасичення.

Приклад.

На поверхню масивного тіла, починаючи з т. 0_0 , наплавляють валік $0_0 0_K$ довжиною 100 мм, $q = 4000$ Дж/с, $V = 0,1$ см/с, $\lambda = 0,41$ Дж, $a = 0,1$ см²/с

Визначити:

- а) температуру точки 0_0 через 20 с після початку зварювання;
- б) температуру точки 0_K через 10 с після закінчення зварювання.

Розрахунок:

- а) розрахунок температури в період теплонасичення в момент $t = 20$ с.

Миттєві координати точки, яка лежить на вісі в момент $t = 20$ с будуть:

$$x = -Vt = -0,1 \cdot 20 = -2 \text{ см}; y = 0, z = 0.$$

Температуру граничного стану точки 0_0 , яка лежить на від'ємній вісі, вирахуємо за рівнянням (11.2)

$$T_{ep}(-2) = \frac{4000}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,41 \cdot 2,0} = 776^\circ \text{C}$$

Безрозмірні критерії відстані і часу для точкового джерела:

$$r_3 = \frac{VR}{2a} = \frac{0,1 \cdot 2}{2 \cdot 0,1} = 1,0,$$

$$t_3 = \frac{V^2 t}{4a} = \frac{0,1^2 \cdot 20}{4 \cdot 0,1} = 0,5.$$

З графіка знаходимо $\Psi_3(1; 0,5) = 0,67$. Тоді температура точки 0_0

в момент $t = 20$ с в періоді теплонасичення

$$T = 0.67 \cdot 776 = 520^{\circ} \text{C}.$$

б) розрахунок температури в періоді вирівнювання температур.
Тривалість дії джерела:

$$t_K = \frac{0_o 0_K}{V} = \frac{10}{0.1} = 100 \text{с}.$$

Вважаємо, що q продовжує діяти до точки 0_M .

В момент 0_K фіктивне джерело (стік), рухаючись зі швидкістю $x = 0,1$ см/с, також знаходиться у точці 0_M .

Миттєві координати точки 0_K відносно фіктивного стока 0_M будуть

$$x_M = -0.1 \cdot 10 = -1 \text{ см}; y_M = 0; z_M = 0.$$

Тоді для граничного стану за формулою (11.2)

$$T_{ep}(-1) = \frac{4000}{2 \cdot 3.14 \cdot 0.41 \cdot 1.0} = 1552^{\circ} \text{C}$$

Тривалість дії дійсного та фіктивного джерел

$$t = 100 + 10 = 110 \text{ с}.$$

$$t - t_K = 10 \text{ с}.$$

$$r_3 = \frac{VR}{2a} = \frac{0.1 \cdot l}{2 \cdot 0.1} = 0.5$$

$$t_3(t) = \frac{V^2 t}{4a} = \frac{0.1^2 \cdot 110}{4 \cdot 0.1} = 2.75$$

$$t'_3(t - t_K) = \frac{0.1^2 \cdot 10}{4 \cdot 0.1} = 0.25$$

$$\Psi_3(0.5; 2.75) = 1.0$$

$$\Psi'_3(0.5; 0.25) = 0.7$$

$$T = 1552(1 - 0.7) = 465^\circ \text{C}$$

15 ВПЛИВ ОБМЕЖЕНОСТІ РОЗМІРІВ ТІЛА НА ПРОЦЕС РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ТЕПЛА

На практиці ми найчастіше стикаємось з тілами обмежених розмірів, при цьому чим менша відстань від джерела до межі, тим більше впливає вона на температурне поле джерела, і зазвичай, вона буде перевищувати температуру, яка розрахована за рівнянням для необмеженого тіла.

15.1 Наплавлення валіка на поверхню плоского шару

Умова – товщина листа така, що схема пластини (лінійне джерело) не придатна, тому що температура по товщині змінюється; схема напівобмеженого тіла також непридатна з-за обмеженості площиною $z = \delta$.

Розрахунок ведеться за схемою точкового джерела на поверхні плоского шару.

Процес розповсюдження тепла від джерела Q потужністю q в плоскому шарі, який не пропускає тепло крізь площини $z = 0$ і $z = \delta$, будемо розглядати, як частину процесу розповсюдження тепла від того ж джерела в необмеженому тілі. Для цього подвоїмо потужність джерел та введемо в тіло джерела 1, 2, 3, 4 – які є відбитими джерелами від дії головного джерела 0 на площині $z = \delta$; 2 – відбитком

джерела 1 на площині $z = 0$ і т.д. При цьому нескінченний ряд джерел 1, 2, 3..., симетричний відносно обмежуючих площин $z = 0$ і $z = \delta$, тому сумарний тепловий потік крізь обмежені площини дорівнює нулю, як обговорювалось умовою.

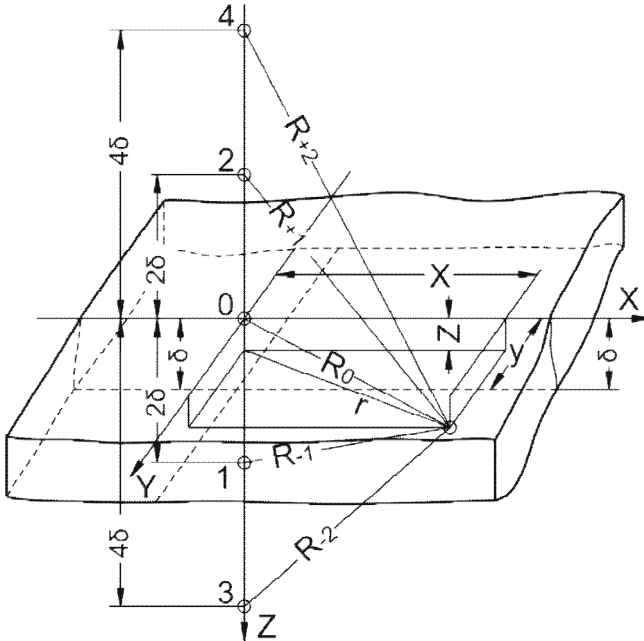


Рисунок 15.1 - Схема введення відбитих джерел при напавленні на поверхню плоского шару

Температурне поле граничного стану виражається рівняннями:

$$T(r, x, z) = m(r, z) \cdot \frac{q}{2p l d} \cdot \exp\left(-\frac{Vx}{2a}\right) \cdot K_0\left(\frac{Vr}{2a}\right), \quad (15.1)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

де m – враховує зосередженість джерела на верхній площині,

визначається в залежності від значення $\frac{Vd}{2a}$ і $\frac{r}{d}$ за номограмами [1].

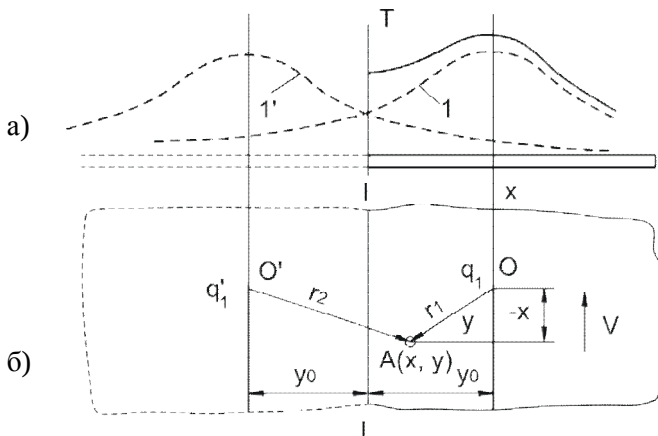
На верхній площині температура вища, на $z = \delta$ - нижча, при цьому з віддаленням від джерела нерівномірність розподілу температури за товщиною спадає. На відстані $r = 4\delta$ температура обмежуючих площин відрізняється не більше ніж на 5 % від середньої.

Для осі oz , рівняння граничного стану, за умови $R = z$, $x = 0$, $y = 0$, має вид

$$T(z) = K(z) \frac{q}{2plz} e^{-\frac{Vz}{2a}}, \quad (15.2)$$

де $K(z)$ - враховує обмеженість тіла знизу площини.

15.2 Нагрів при русі джерела поблизу краю тіла



а – розподіл температури 1 і 1' від джерел q_1 і q_1' та дійсний розподіл температури з урахуванням відбиття теплоти від межі I-I (суцільна крива);

б – схема руху джерел q_1 і q_1' в пластині

Рисунок 15.2 - Схема введення додаткового джерела o' для урахування відбивання теплоти від межі I-I

Джерело пересувається на відстані y_0 від краю пластини. Межу тіла вважаємо непроникливою для стока тепла, а тому від неї буде відбиватись тепловий потік, при цьому кількість відбитого тепла буде залежати від відстані y_0 . Це можливо уявити як дію фіктивного джерела на тій же відстані y_0 , а розподіл температур записати як суму впливів реального та фіктивного джерел:

$$T = \frac{q}{2plr_1} e^{-\frac{Vx}{2a}} \left[K_0 \left(r_1 \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}} \right) + K_0 \left(r_2 \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}} \right) \right], \quad (15.3)$$

$$\text{де } r_1 = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad r_2 = \sqrt{x^2 + (2y_0 - y)^2}$$

15.3 Зварювання двох вузьких пластин

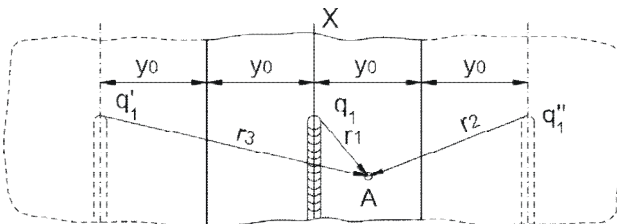


Рисунок 15.3 - Схема урахування двох відбитих джерел

При нагріві двох вузьких пластин, кожна з яких має ширину y_0 , враховування відбивання теплоти здійснюється введенням двох фіктивних джерел, які відбиваються від (y_0) та $(-y_0)$. Температура точки A буде визначатись як алгебраїчна сума від трьох джерел, які діють в необмеженій пластині, аналогічно рівнянню (15.3).

15.4 Нагрів від краю тіла

Майже завжди ми робимо нагрів від краю тіла (пластини). Окрім того, що йде теплонасичення, спостерігається також відбивання

теплоти від межі I-I.

Врахування відбитого тепла здійснюється введенням фіктивного джерел, діючих на відстані

$$r_1 = \sqrt{(x_0 - x)^2 + y_0^2}, \quad r_2 = \sqrt{(x_0 + x)^2 + y_0^2} \cdot \sqrt{(2x_0 - x)^2 + y_0^2},$$

яке починає діяти одночасно з реальним, але пересувається в протилежний бік. Температура точки А визначається як сума температур реального та фіктивного джерел за рівнянням (15.3).

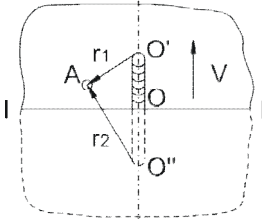


Рисунок 15.4 - Схема урахування відбитого джерела при зварюванні від краю тіла

15.5 Нагрів тіл обертання

Нагрів при однопрохідному дуговому зварюванні поздовжніх та кільцевих швів тонкостінних циліндричних та сферичних оболонок, не дивлячись на кривизну, можливо в більшості випадків прирівняти до випадку нагріву пластини лінійним джерелом.

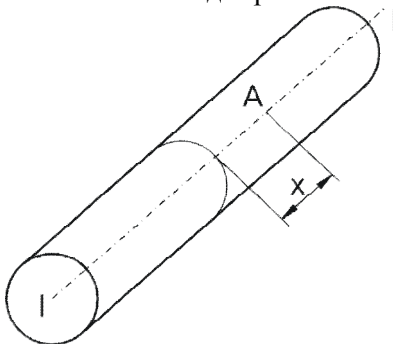


Рисунок 15.4 - Схема виконання кільцевого шву

В деяких випадках на розповсюдження тепла може вплинути кривизна. В циліндрах малого діаметра при зварюванні поздовжнього шва здійснюється зустріч теплових потоків – цей випадок може розглядатись як зварювання двох вузьких пластин. При зварюванні кільцевих швів малого діаметра кінець шва заварюють по підігрітому металу. При цьому температурне поле джерела теплоти, що рухається при переході до початку шва, накладається на температурне поле, яке ми маємо і яке підраховується в період зрівняння температур.

При багатопохідному зварюванні кільцевих тонкостінних труб, розрахунок температурного поля робиться з допущення, що нагрів здійснюється лінійним джерелом тепла, яке декілька разів обертається навколо труби.

$$T = \sum_n \frac{q}{Vr\sqrt{4\pi\lambda c\rho t_n}} e^{-\frac{x^2}{4at_n} - bt_n} \quad (15.4)$$

де n – кількість перетинів джерелом теплоти площини I-I, в якій знаходиться точка A.

t_n - час, який пройшов з моменту перетину джерелом площини I-I при останньому, передостанньому і т. д. проході (нумерація від останнього проходу).

При гвинтовому наплавленні на тонкостінний циліндр для розрахунку температур користуються схемою джерела, що швидко рухається в пластині з підсумовуванням температурних полів від окремих проходів.

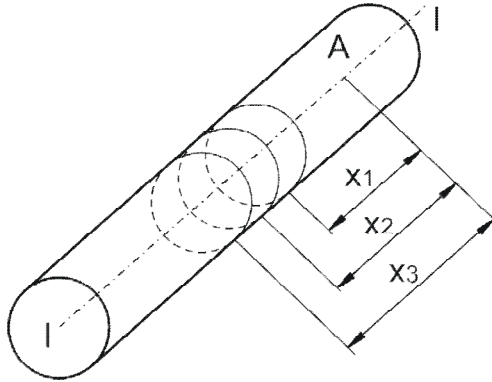


Рисунок 15.5 - Схема виконання наплавлення по гвинтовій лінії.

$$T = \sum_n \frac{q}{V \delta \sqrt{4\pi \lambda c \rho t_n}} e^{-\frac{x_n^2}{4a t_n} - b t_n} \quad (15.5)$$

де n - кількість перетинів джерелом теплоти площини I-I, в якій знаходиться точка A.

x_n - відстань до точки A в площині I-I при різних проходах;

t_n - час, який минув з моменту перетину джерелом теплоти площини I-I при останньому, передостанньому та інших проходах.

Приклад:

На сталевий лист $\delta = 18$ мм наплавляють валік $q = 4000$ Дж/с,
 $V = 0,11$ см/с, $\lambda = 0,40$ Дж/с·град, $a = 0,09$ см²/с.

Розрахувати температуру граничного стану в точках A і B, які знаходяться на верхній та нижній площинах на відстані 2 см позаду джерела і температуру точки C нижньої площини безпосередньо під джерелом.

Координати точки A: $x = -2$; $y = 0$; $z = 0$ см.

$x = -2$; $y = 0$; $z = 2$ см.

Розрахунок проведено за формулою (15.1) з припущення, що температура точок A і B однакова

$$T(2,-2) = \frac{4000}{2\pi \cdot 0,04 \cdot 1,8} \exp\left[-\frac{0,1 \cdot (-2,0)}{2,009}\right] K_0\left(\frac{0,1 \cdot 2,0}{2 \cdot 0,09}\right) = 885e^{1,11} = 967^\circ C$$

Коефіцієнт $m(r, z)$ виберемо за графіком [1] для значень критеріїв:

$$\frac{Vd}{2a} = \frac{0.1 \cdot 1.8}{2 \cdot 0.09} = 1 \quad \text{та} \quad \frac{r}{d} = \frac{2.0}{1.8} = 1.11$$

для $z = 0$ $m = 1.13$

$$T(2, -2.0) = 1.13 \cdot 967 = 1092^\circ\text{C}$$

для $z = \delta$ $m = 0.89$

$$T(2, -2.2) = 0.89 \cdot 967 = 800^\circ\text{C}$$

$$\frac{q_0}{2p l d} = \frac{2160}{2 \cdot p \cdot 0.4 \cdot 0.6} = 1380^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{гр}} = 1380 \cdot 1.65 \cdot 0.331 = 760^\circ\text{C}$$

На відстані 2 см позаду джерела різниця температур по товщині складає $1030 - 815 = 215^\circ\text{C}$.

Для координати $x = 0$, $y = 0$, $z = 2\text{см}$, скористуємось формулою (15.2).

Коефіцієнт K обираємо за графіком [1] для значень

$$\frac{Vd}{2a} = 1 \quad \text{і} \quad \frac{z}{d} = 1.11 \quad ; K = 2.1$$

Тоді

$$\begin{aligned} T(2, 0) &= 2.10 \frac{4000}{2 \cdot 3.14 \cdot 0.04 \cdot 1.8} \exp\left(-\frac{0.1 \cdot 2.0}{2.0 \cdot 0.11^2}\right) = \\ &= 2 \cdot 10 \cdot 800 e^{-1.11} = 615^\circ\text{C} \end{aligned}$$

16 РОЗРАХУНОК ТЕМПЕРАТУР ПРИ ЗВАРЮВАННІ РІЗНОРІДНИХ МЕТАЛІВ

В однорідних стержнях при дії плоского джерела температура буде однакою по x_1 і x_2 і її можна описати рівнянням 4.4

$$\Delta T = \frac{Q/F}{\sqrt{4\pi l c r t}} e^{-\frac{x^2}{4at} - bt}$$

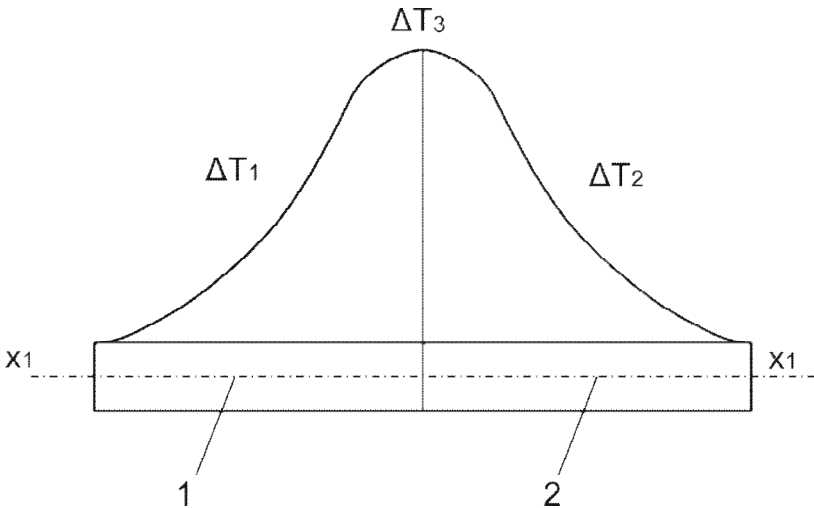


Рисунок 16.1 - Схема зварювання різнорідних стержнів.

Однак, якщо стержні виготовлені з різних матеріалів, тобто λ_1 і λ_2 , $c_1\rho_1$ і $c_2\rho_2$, Q_1 і Q_2 різні, то і розподіл температур в стержнях буде різним. $\Delta T_1 \neq \Delta T_2$, але в той же час в стикі при $x = 0$, у них температури дорівнюють ΔT .

Нехай в кожен стержень потрапило в момент зварювання $t = 0$ кількість теплоти Q_1 і Q_2 у подальшому при $t > 0$ будемо вважати, що стержні від'єднані один від іншого і теплота розподіляється в них незалежно, теплообмін крізь перетин $x = 0$ відсутній.

$$\text{Тоді} \quad \Delta T_1 = \frac{Q_1 / F_1}{\sqrt{4pl_1c_1r_1t}} e^{-\frac{x_1^2}{4a_1t} - b_1t}, \quad (16.1)$$

$$\text{а} \quad \Delta T_2 = \frac{Q_2 / F_2}{\sqrt{4pl_2c_2r_2t}} e^{-\frac{x_2^2}{4a_2t} - b_2t} \quad (16.2)$$

За умови $Q = Q_1 + Q_2$.

В точці $x_1 = 0$ і $x_2 = 0$ ΔT_1 і ΔT_2 будуть однакові при будь-яких значеннях t . Прирівнюємо їх

$$\Delta T_1 = \Delta T_2, \quad \text{або}$$

$$\frac{Q_1 / F_1}{\sqrt{4pl_1c_1r_1t}} e^{-b_1t} = \frac{Q_2 / F_2}{\sqrt{4pl_2c_2r_2t}} e^{-b_2t} \quad (16.3)$$

Умова $\Delta T_1 = \Delta T_2$ при будь-якому t буде виконана тільки при $b_1 = b_2$ - так і будемо вважати, тоді $e^{-bt} = 1$. Поділимо почленно рівняння 16.3.

$$\frac{F_1 \sqrt{4pl_1c_1r_1t}}{F_2 \sqrt{4pl_2c_2r_2t}} = \frac{Q_1}{Q_2}$$

Оскільки $Q_2 = Q - Q_1$, то

$$Q_1 = Q \frac{F_1 \sqrt{4pl_1c_1r_1t}}{F_1 \sqrt{4pl_1c_1r_1t} + F_2 \sqrt{4pl_2c_2r_2t}} \quad (16.4)$$

17 ПРОПЛАВЛЕННЯ ОСНОВНОГО МЕТАЛА ЗВАРЮВАЛЬНОЮ ДУГОЮ

Зварювальна дуга, внаслідок високої концентрації тепла практично миттєво оплавляє поверхневий шар металу і прогріває його до температури кипіння. Шар розплавленого металу утворює на поверхні основного металу зварювальну ванну. Потік газу, швидко розширюється в дуговому проміжку, внаслідок високої температури дугового розряду, який тисне на поверхню ванни та відтискує рідкий метал з-під основи дуги.

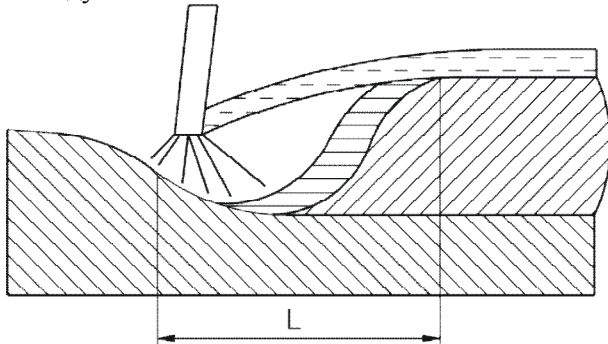


Рисунок 17.1 - Схема зварювальної ванни

Розміри ванни і зони проплавлення розраховуються з припущення, що все тепло джерела зварювальної дуги розповсюджується в металі внаслідок теплопровідності і прогріває прилеглу до джерела зону вище температури $T_{пл}$.

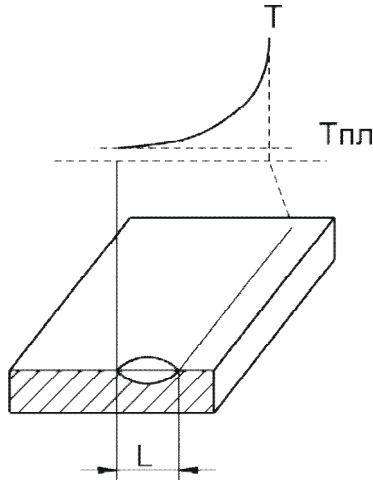


Рисунок 17.2 - Довжина зварювальної ванни.

Для точок, які знаходяться на вісі валіка на поверхні масивного тіла позаду джерела

$$T(t) = \frac{q}{2p l V t},$$

тобто для точок на вісі - $R = V_{зв} t_B$

Звідки визначимо час t_B , по витіканні якого температура валіка буде дорівнювати $T_{пл}$, тобто визначимо час існування ванни.

$$t_B = q / (2\pi \lambda T_{пл} V_{зв}) \quad (17.1)$$

Тривалість перебування металів в рідкому стані пов'язана з довжиною ванни L залежністю

$$t_B = L / V_{зв}, \quad (17.2)$$

$$L = V_{зв} t_B = \frac{q V_{зв}}{2p l T_{пл} V_{зв}} = \frac{q}{2p l T_{пл}} \quad (17.3)$$

Тобто розміри зварювальної ванни визначаються величиною погонної енергії джерела нагріву та не залежать від швидкості

пересування джерел.

Приклад.

Визначити довжину ванни та термічний ККД процесу при наплавленні валіка на масивну деталь з маловуглецевої сталі при режимі $I = 600 \text{ А}$, $U = 32 \text{ В}$, $V = 12 \text{ м/год} = 0,3 \text{ см/с}$. Площа проплавлення $F_{np} = 1,25 \text{ см}^2$, $\eta_n = 0,8$, $\lambda = 0,4 \text{ Дж/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$.

Визначимо ефективну потужність джерела

$$q_d = \eta_n I U = 15350 \text{ Дж/с}$$

Довжина ванни

$$L = \frac{15350}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,4 \cdot 1520} = 4 \text{ см}$$

Термічний ККД η_t , тобто відношення умовного тепловмісту $V \cdot F_{np} \cdot \rho \cdot H_{пл}$ проплавленого за одиницю часу основного метала, до ефективної теплової потужності джерела $H_n = 1360 \text{ Дж/г}$

$$h_t = \frac{VF_{np} \cdot r \cdot h_{пл}}{q_n} = \frac{0,33 \cdot 1,25 \cdot 7,8 \cdot 1360}{15350} = 0,288$$

18 НАГРІВ ЕЛЕКТРОДУ, АБО ДРОТУ ЕЛЕКТРИЧНИМ СТРУМОМ

Нагрів електроду струмом в інтервалі від 0 до 800° С можливо приблизно оцінити з рівняння

$$\frac{D_1 + T(x)}{T_{zp} - T_m} = \frac{D_1 + T_0}{T_{zp} - T_0} e^{nt}, \quad (18.1)$$

$$T_{zp} = m d_{1i}^2 + T_0 \quad (18.2)$$

$$n = \frac{A}{md_1} \left(\frac{T_{zp}}{D_1} + 1 \right) \quad (18.3)$$

де A , D_1 , m - експериментальні значення, які визначаються за таблицею в залежності від типу покриття та роду струму; [1];

$T(x)$ - шукана температура;

T_t - температура нагріву електрода, яка визначається у залежності від виліту електрода та $I_{зв.}$; [1];

$T_{гр}$ - гранична температура, яка настає при нескінченно тривалому протіканні струму по електроду;

T_0 - початкова температура електрода;

t - час протікання струму;

j - щільність струму;

d_1 - діаметр дроту.

19 НАГРІВ ЕЛЕКТРОДУ ДУГОЮ

Електрод – як напівобмежений стержень – оскільки електрод постійно подається в дугу, то його нагрів можна розглядати як нагрів тіла попереду дуги, яка рухається, тобто $x > 0$. Розрахунки проводять за рівнянням

$$T(x) = (T_K - T_C) e^{-\frac{w \cdot x}{a}} + T_0 \quad (19.1)$$

де w - швидкість подачі електроду, см/с;

T_C - температура підігріву електрода струмом;

T_T - температура торця електрода (для металевого електрода $T_K = 2400^\circ\text{C}$)

20 РОЗПЛАВЛЕННЯ ЕЛЕКТРОДУ

Якщо позначити ефективну кількість тепла, яка вводиться в метал за одиницю часу q_3 , а повну теплову потужність дуги $q = U \cdot I$, то

$\frac{q_3}{q} = \eta_3$ - буде коефіцієнтом корисної дії нагріву електрода дугою.
Тоді

$$q_3 = q \eta_3 = IU \eta_3, \text{ Дж}$$

Ця кількість тепла витрачається на нагрів розплавленого за одиницю часу електродного металу від температури T_T до температури крапель T_K ,

$$q_3 = \omega F \rho (h_K - h_T), \text{ Дж} \quad (20.1)$$

де w - швидкість подачі електрода;

F – площа торця;

ρ - щільність металевго електрода;

h_K - тепловміст крапель, Дж/Т;

h_T - тепловміст електродного метала при початковій температурі.

ω_F - визначають q_p та називають миттєвою продуктивністю процесу розплавлення. Прирівняємо

$$q_p (h_K - h_T) = IU h_s \quad (20.2)$$

Звідки

$$q_p = \frac{IU h_s}{h_K - h_T} \quad (20.3)$$

Відношення $\frac{q_p}{I} = a_p$ називається коефіцієнтом розплавлення.
Для РДЗ $\alpha_p = 8-12$ г/А·год, для АДФ $\alpha_p = 12-24$ г/А·год.

ЛІТЕРАТУРА

1. Теория сварочных процессов / Под ред. В.В.Фролова – М.: Высшая школа, 1988. – 560 с.
2. Багрянский К.В. и др. Теория сварочных процессов. – К.: Вища школа, 1976. – 302с.
3. Петров Г.Л., Тумарев А.С. Теория сварочных процессов. – М.: Высшая школа, 1977. – 502с.