

Министерство образования и науки, молодежи и спорта Украины

Донбасская государственная машиностроительная академия

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

по дисциплине «Теория сварочных процессов»
для студентов специальности 6.050504
“Технология и оборудование сварки”
всех форм обучения

Утверждено
на заседании кафедры ОиТСП
Протокол № 20 от 05.06.2012г.

Краматорск 2012

Конспект лекций по дисциплине «Теория сварочных процессов. Модуль Термодинамика и тепловые процессы сварки» для студентов специальности 6.050504 «Технология и оборудование сварки» для всех форм обучения / Сост. Карпенко В.М. – Краматорск: ДГМА, 2003. – 131с.

В конспекте лекций изложено содержание всех лекций, читаемых в ДГМА по дисциплине «Теория сварочных процессов».

Составитель

В.М.Карпенко, доц.

Отв. за выпуск

В.М.Карпенко, доц.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 Раздел 1. ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ. НАЧАЛЬНЫЕ ПОНЯТИЯ	5
1.1 Первый закон термодинамики.....	5
1.2 Внутренняя энергия.....	5
1.3 Изохорические и изобарические процессы.....	6
1.4 Закон Гесса. Расчет теплового эффекта реакций.....	10
1.5 Второй закон термодинамики. Энтропия.....	14
1.6 Термодинамические потенциалы.....	19
1.7 Максимальная работа процесса.....	21
1.8 Зависимость энергии Гиббса от температуры.....	23
2 Раздел 2. ХИМИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И РАВНОВЕСИЕ ПРОЦЕССОВ. КАТАЛИЗ.....	26
2.1 Скорость химических реакций.....	26
2.2 Химическое равновесие гомогенной среды.....	33
2.3 Изотерма химических реакций.....	35
2.4 Равновесие в гетерогенных системах.....	37
2.5 Степень полноты реакции и состав равновесной смеси.....	40
2.6 Достижение равновесия в сварочных процессах.....	42
2.7 Принцип подвижности равновесия.....	42
3 Раздел 3. ОСНОВЫ ТЕПЛОВЫХ РАСЧЕТОВ ПРИ СВАРКЕ.....	46
3.1 Задачи расчета тепловых процессов при сварке.....	46
3.2 Теплопроводность металла.....	46
3.3 Общее дифференциальное уравнение теплопроводности.....	53
3.4 Виды тел, применяемых при расчетах тепловых процессов.....	60
3.5 Расчетные схемы сварочных процессов.....	64
3.6 Принцип положения.....	70
3.7 Расчет температуры от распределенного по объему источника нагрева.....	71
3.8 Постоянно действующий источник нагрева.....	72
3.9 Тепловые свойства сварочной дуги.....	72
4 Раздел 4. РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ СВАРКИ.....	76
4.1 Нагрев изделия подвижным сосредоточенным источником постоянной мощности.....	76
4.2 Влияние погонной энергии и теплофизических свойств металла на форму температурного поля.....	79
4.3 Расчет предельной температуры при автоматической наплавке валика на массивное тело.....	80
4.4 Расчет предельной температуры при автоматической сварке листов встык с полным проплавлением.....	82
4.5 Термический цикл сварки.....	84
4.6 Регулирование термического цикла при наплавке, а также однопроходной и многопроходной сварке встык.....	98
4.7 Расчеты плавления основного и присадочного материала при сварке	105
4.8 Расчет и плавление присадочного (электродного) металла.....	113

ВВЕДЕНИЕ

Термодинамика – это наука, которая изучает процессы преобразования теплоты в механическую работу или другие виды энергии, поведение веществ в состоянии равновесия при определённых внешних условиях.

Термодинамика изучает направления и границы самопроизвольного протекания процессов в данных условиях, позволяет устанавливать связь между величинами, которые определяют равновесие системы, опираясь на достаточно общие эмпирические законы – законы термодинамики.

Химическая термодинамика изучает тепловые явления, которые происходят при химических реакциях, фазовых переходах, адсорбции и других процессах, а также изучает зависимости термодинамических свойств веществ от их состава.

Термодинамические процессы, обусловленные сварочным нагревом, протекают как на всех стадиях процесса нагрева, так и во всех фазах, участвующих в процессе сварки: газовой, шлаковой, металлической.

При сварке различные виды энергии преобразуются в тепловую энергию. Под её действием плавятся электродный и основной металлы, происходит их перемешивание, всплытие и затверждение шлака. Огромное влияние на структуру и свойство металла околошовной зоны оказывает максимальная температура нагрева и скорость его остывания.

Все эти вопросы положены в основу курса лекций по дисциплине "Термодинамика и тепловые процессы сварки."

1.1 Первый закон термодинамики

При протекании сварочных процессов выделяется световая, электрическая, тепловая и другие виды энергии, обуславливающие протекание металлургических процессов в определённых фазах и между фазами с выделением и поглощением теплоты (экзотермические и эндотермические процессы), которая может быть превращена в работу. Количественную взаимосвязь между превращением энергии из одного вида в другой и в механическую работу устанавливает первый закон термодинамики, который фактически представляет собой закон сохранения энергии. Так как согласно этому закону энергия не может возникнуть из ничего, то остаётся допустить, что тепловой эффект и работа реакции являются следствием изменения количества энергии.

Для замкнутых систем, которые склонны к обмену энергией с окружающей средой, первый закон термодинамики устанавливает связь между введённой в систему теплотой, изменением её внутренней энергии и выполненной системой работой. При этом будем иметь в виду, что *термодинамической системой* называется тело или группа тел, взаимодействующих между собой и условно изолированных от окружающей среды.

Уравнение **первого закона термодинамики** имеет вид:

$$Q = \Delta U + A, \quad (1.1)$$

где Q – энергия, полученная системой из окружающей среды;

ΔU – прирост внутренней энергии системы;

A – работа, выполненная системой.

Согласно уравнению (1.1) первый закон термодинамики формулируется так: *введённая в систему тел теплота расходуется на увеличение внутренней энергии системы и на выполнение ею внешней работы.*

В термодинамике величина Q считается положительной, если теплота поглощается системой, и отрицательной, если теплота выделяется системой, т.е. если внутренняя энергия уменьшается. Работу A считают положительной, если система выполняет работу, отрицательной – если работа выполняется над системой.

1.2 Внутренняя энергия

Каждая термодинамическая система в любом состоянии имеет некоторый запас энергии. Основным термодинамическим понятием является *внутренняя энергия* системы, существование которой доказано Р. Клаузиусом (1850 г.).

Внутренняя энергия U включает в себя все виды энергии в веществах, которые составляют систему: энергии поступательного, вращательного и колебательного движений элементарных частиц, энергии их взаимодействия и внутри-

ядерную энергию. Для гетерогенной системы, состоящей из нескольких однородных (однородных) систем, что характерно для сварки, она включает, кроме этого, энергию межмолекулярного взаимодействия, которая сосредоточена на поверхности раздела.

Внутренняя энергия системы зависит не только от массы и природы, но и от состояния системы, т.е. от внешних условий, в которых она находится. Из этих условий следует учитывать объём V , давление P и температуру T , т.е. $U = f(V, P, T)$.

Внутренняя энергия веществ огромна. В сварочных процессах она не изменяется. В связи с этим для упрощения расчётов удобно измерять изменение не всей внутренней энергии системы, а изменения части её, которая вызывается изменением состояния систем:

$$\Delta U = U_2 - U_1, \quad (1.2)$$

где U_1 и U_2 – внутренняя энергия системы в состоянии 1 и в состоянии 2.

Если система не обменивается энергией с окружающей средой, т.е. является изолированной, то изменение её внутренней энергии равно нулю. В связи с этим в изолированных системах имеет место превращение одной формы движения материи или вида энергии в другую.

1.3 Изохорические и изобарические процессы

Если известен закон изменения параметров состояния и их отношения, то уравнение (1.1) можно записать в дифференциальной форме:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (1.3)$$

где δQ – бесконечно малое изменение энергии системы;

dU – полный дифференциал внутренней энергии системы;

δA – бесконечно малая механическая работа.

Процессы, протекающие в системах при изменении их состояния, делятся на *изохорические* ($V = \text{const}$) и *изобарические* ($P = \text{const}$). Сварочные процессы протекают преимущественно при постоянном давлении.

1.3.1 Изохорические процессы

Если при протекании процесса объём не изменяется ($V = \text{const}$), то механическая работа этой системы тоже не изменяется, т.е.

$$\delta A = p dV = 0.$$

При этом уравнение (1.3) принимает вид:

$$\delta Q_V = dU,$$

где δQ_V – теплота, поглощённая системой в процессе.

Из уравнения (1.4) вытекает, что при постоянном объёме системы вся теплота, поглощаемая ею в процессе, затрачивается на увеличение запаса внутренней энергии.

Для идеального газа можно записать:

$$\frac{dQ_V}{dT} = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V = C_V, \quad (1.5)$$

где C_V – средняя молярная изохорная теплоёмкость системы в заданном интервале температур, Дж · кмоль⁻¹ · К⁻¹.

Расчётным уравнением для определения изменения внутренней энергии при переходе от состояния 1 к состоянию 2 является:

$$\int_{T_1}^{T_2} dQ_V = \int_{T_1}^{T_2} dU = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT;$$

откуда

$$U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT, \quad (1.6)$$

а для идеального газа

$$U = C_V(T_2 - T_1). \quad (1.7)$$

Из уравнений (1.6) и (1.7) видно, что мерой изменения внутренней энергии системы в изохорическом процессе является молярная изохорная теплоёмкость этой системы.

1.3.2 Изобарический процесс

Большинство сварочных процессов протекает при постоянном давлении 1,013·10⁵Па. При этом поглощённая системой теплота расходуется не только на увеличение внутренней энергии, а и на выполнение внешней работы.

В этом случае уравнение (1.3) можно записать в виде:

$$\Delta Q_p = \Delta U + p\Delta V. \quad (1.8)$$

При переходе системы из состояния 1 в состояние 2, например при нагревании от температуры T_1 до температуры T_2 , имеем:

$$\Delta Q_p = (U_2 - U_1) - p(V_2 - V_1) = (U_2 + pV_2) - (U_1 + pV_1). \quad (1.9)$$

Введём обозначение:

$$H = U + pV. \quad (1.10)$$

Эта функция называется *энтальпия*. Она равна энергии, необходимой для приведения системы в состояние 2, в том числе, для изменения внутренней энергии и внешней работы.

Уравнение (1.9) можно представить как

$$\Delta Q_p = H_2 - H_1 = \Delta H, \quad (1.11)$$

где H_1 и H_2 – энтальпии начального и конечного состояний соответственно.

Из уравнения (1.11) видно, что поглощённая системой теплота в изобарных процессах расходуется на прирост энтальпии, поэтому

$$\frac{dQ_p}{dT} = \frac{dH}{dT} = C_p, \quad (1.12)$$

где C_p – средняя молярная изобарная теплоёмкость в интервале температур от T_1 до T_2 , Дж · кмоль⁻¹ · К⁻¹.

Из уравнения (1.12) вытекает, что

$$dH = C_p dT,$$

а

$$H = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT. \quad (1.13)$$

Для стандартных условий ($T = 298,15$ К и $P = 1,013 \cdot 10^5$ Па) энтальпии большинства веществ содержатся в термодинамических справочниках. С учётом этого уравнение (1.13) принимает вид

$$H_T = H_{298}^0 + \int_{298}^T C_p dT, \quad (1.14)$$

где H_{T_0} – энтальпия при заданной температуре;

H_{298}^0 – энтальпия для стандартных условий.

Для простых веществ, например O_2 , H_2 , N_2 , энтальпии в стандартных условиях равны 0.

Энтальпии реальных веществ, которые могут изменять свои фазовые состояния и теплоёмкость которых зависит от температуры и скачкообразно изменяется в пределах фазовых переходов, изменяются также скачкообразно (рис.1.1).

ΔH , Дж/моль

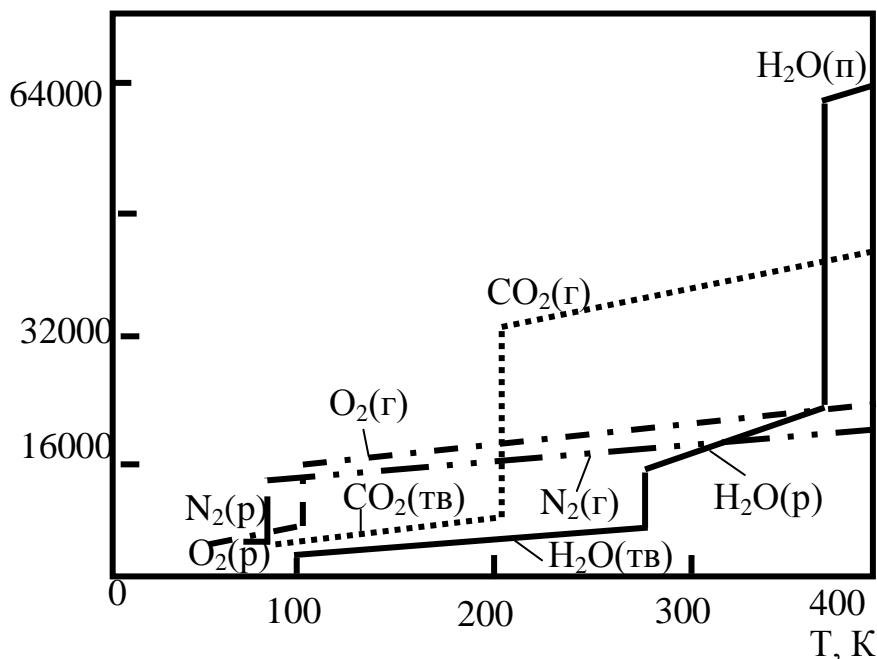


Рисунок 1.1 - Изменение энтальпии веществ в зависимости от температуры

В общем виде уравнение для расчёта энтальпии реальных веществ, имеющих один фазовый переход в твёрдом состоянии, можно записать:

$$H_T = H_{298}^0 + \int_0^{T_{\text{преоб.}}} C_p^{(d)} dT + H_{\alpha \leftrightarrow \beta} + \int_{T_{\text{преоб.}}}^{T_{\text{пл}}} C_p^{(\beta)} dT + H_{n1} + \int_{T_{\text{пл.}}}^{T_{\text{кип.}}} C_p^{(\text{ж})} dT + H_{\text{исп}} + \int_{T_{\text{исп}}}^T C_p^{(\text{г})} dT, \quad (1.15)$$

где $C_p^{(\alpha)}$ и $C_p^{(\beta)}$ — средние молярные изобарические теплоёмкости фаз α и β ;

$C_p^{(\text{ж})}$, $C_p^{(\text{г})}$ — средние молярные изобарические теплоёмкости жидкости и газа;

$T_{\text{пер}}$, $T_{\text{пл}}$, $T_{\text{кип}}$ — температуры $\alpha \leftrightarrow \beta$ перехода, плавления и кипения соответственно;

$H_{\alpha \leftrightarrow \beta}$, $H_{\text{пл}}$, $H_{\text{исп}}$ — энтальпии $\alpha \leftrightarrow \beta$ перехода, плавления, испарения для одного моля вещества (скрытая теплота перехода).

Для идеальных газов энтальпия определяется по формуле

$$H = C_p(T_2 - T_1). \quad (1.16)$$

Изменение энтальпий системы при протекании химической реакции в ней рассчитывают так: разницы стандартных энтальпий компонентов, вступающих в реакцию, принимаются со знаком “–”, а конечных продуктов реакции – со знаком “+”. Например, в реакции



Для каждого вещества имеем стандартную энтальпию: для вещества А – H^0_{298A} , для вещества В – H^0_{298B} , для вещества С – H^0_{298C} , для вещества Д – H^0_{298D} . Изменение энтальпии в результате равно

$$\Delta H = (H^0_{298C} + H^0_{298D}) - (H^0_{298A} + H^0_{298B}).$$

Расчёт разницы энтальпий химической реакции, протекающей в условиях, отличающихся от стандартных, выполняется по уравнению (1.15) с учётом поглощения энергии, затраченной на смену агрегатного и фазового состояния.

С использованием уравнений (1.4) и (1.8), а также объединённого закона газового состояния, получаем:

$$Q_p = Q_v + \Delta nRT \quad \text{или} \quad \Delta H = \Delta U + \Delta nRT, \quad (1.18)$$

где R – универсальная газовая постоянная ($R = 8,314 \text{ кДж} \cdot \text{кмоль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$);

T – абсолютная температура, К.

Если $\Delta n = 0$, то $\Delta nRT = 0$, а это значит, что $Q_p = Q_v$, или $\Delta H = \Delta U$.

Для реакций, в которых газовой фазы нет, а изменение объёма очень незначительно, имеем:

$$Q_p = Q_v.$$

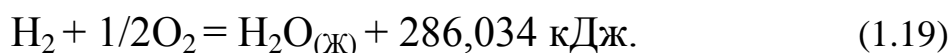
1.4 Закон Гесса. Расчёт теплового эффекта реакций

В сварочных процессах вещества взаимодействуют одно с другим, образуя более сложные молекулы. В зависимости от внешних условий (температуры и давления) могут протекать и обратимые процессы, т.е. распад сложных молекул на простые. Так как в большинстве сложных процессов $P = \text{const}$, то основным фактором, определяющим направление реакции, является температура. Образование или разрыв химических связей сопровождаются поглощением или выделением теплоты, проявляющейся при смене энтальпий реакции.

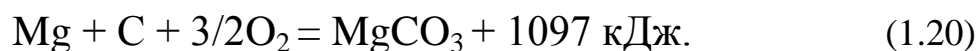
*Теплота, выделяющаяся или поглощающаяся в результате химической реакции, называется **тепловым эффектом реакции** – Q .*

Тепловой эффект химической реакции рассчитывается на один моль образовавшегося вещества. Необходимо различать тепловые эффекты реакций Q_p и Q_v , полученные в изохорических и изобарических условиях соответственно. В первом случае выделяется только теплота, а в другом случае, кроме выделения теплоты, может выполняться и работа, при смене объёма системы в результате перегруппировки молекул в период протекания химической реакции. В термодинамике теплота, приобретённая системой в процессе реакции, считается положительной, и наоборот.

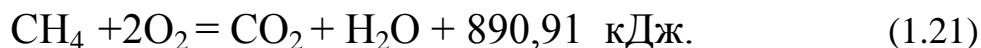
*Химическое уравнение, в котором приведена соответствующая величина теплового эффекта, называется **термохимическим уравнением***. Например:



Тепловые эффекты называют в соответствии с типом реакции. Так, тепловой эффект химической реакции образования одного моля сложного вещества из соответствующих простых веществ называется теплотой образования веществ:



Теплотой сгорания называется количество теплоты, выделяющееся при полном окислении одного моля вещества до высших оксидов элементов, входящих в состав соединения. Например:



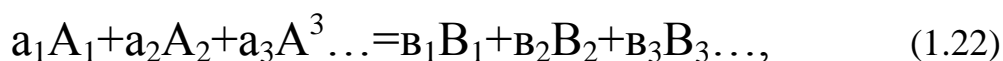
Теплотой фазового перехода называется теплота, которую необходимо ввести в систему или вывести из неё при равновесном изотермическом переходе вещества из одной фазы в другую. Отдельными видами теплоты фазового перехода являются: теплота плавления, теплота затвердевания, теплота парообразования, теплота конденсации, теплота сублимации, теплота полиморфного перехода.

Теплотой растворения называется количество теплоты, поглощаемой при растворении одного моля кристаллогидрата соли в большом количестве растворителя, когда дальнейшее разбавление раствора уже не влияет на величину теплового эффекта.

Теплотой гидратации называют количество теплоты, выделяемое при гидратации одного моля безводной соли.

Теплотворностью, или теплотой сгорания топлива, называется количество теплоты, выделяемой при полном сгорании одного килограмма топлива.

Представим уравнение произвольной химической реакции в виде



где $A_1, A_2, A_3 \dots$ - вещества, вступающие в реакции (исходные);

$B_1, B_2, B_3 \dots$ - вещества, образовавшиеся в процессе реакции (продукты реакций);

$a_1, a_2, a_3 \dots$ $B_1, B_2, B_3 \dots$ - соответствующие стехиометрические коэффициенты.

Каждый из участников этой реакции характеризуется своей энтальпией, обозначаемой как $H_{A1}, H_{A2}, H_{A3}, \dots; H_{B1}, H_{B2}, H_{B3}, \dots$. Значения энтальпий для стандартных условий и их зависимости от температуры (теплоёмкости, теплоты преобразования) можно найти в термодинамических справочниках. С учётом этого энтальпии системы в начальных условиях H_A можно определить из уравнения:

$$H_A = a_1 H_{A1} + a_2 H_{A2} + a_3 H_{A3} + \dots \quad (1.23)$$

Аналогично определяются энтальпии для продуктов реакции:

$$H_B = b_1 H_{B1} + b_2 H_{B2} + b_3 H_{B3} + \dots \quad (1.24)$$

Тепловые эффекты изобарических процессов определяются изменением энтальпии системы при переходе от веществ А к веществам В:

$$Q_P = H_B - H_A. \quad (1.25)$$

Тепловой эффект изохорического процесса определяется изменением внутренней энергии системы:

$$Q_V = U_B - U_A. \quad (1.26)$$

Если процесс протекает при стандартных условиях, то разницы энтальпий согласно уравнению (1.14) имеют нуль сверху её обозначения - H_{298A}^0, H_{298B}^0 , а если при других условиях, то $-H_{TA}$ и $-H_{TB}$ соответственно.

Зависимость прироста энтальпии реакции от температуры можно найти из известных зависимостей (1.13) и (1.15):

$$\Delta H_{TA1} = H_{298A1}^0 + \int_{298}^T C_{pA1} dT. \quad (1.27)$$

Если в уравнение (1.25) вместо H_B и H_A ввести значения ΔH_{TB1} и ΔH_{TA1} в соответствии с уравнением (1.18), то получим:

$$Q_P = \Delta H_{T(A \rightarrow B)} = \Delta H_{(A \rightarrow B)}^0 + \int_{298}^T ((b_1 C_{pB1} + b_2 C_{pB2} + b_3 C_{pB3} + \dots) + (a_1 C_{pA1} + a_2 C_{pA2} + a_3 C_{pA3} + \dots)) dT. \quad (1.28)$$

Зависимость (1.28) является интерпретацией уравнения Кирхгофа. Она показывает, что температурный коэффициент теплового эффекта реакции равен алгебраической сумме теплоёмкостей веществ, принимающих участие в реакции. При этом изменение, например, изобарной теплоёмкости системы равно разнице между суммой изобарических теплоёмкостей конечных веществ и суммой изобарических теплоёмкостей исходных веществ:

$$\Delta C_p = (v_1 C_{pB1} + v_2 C_{pB2} + v_3 C_{pB3} + \dots) - (a_1 C_{pA1} + a_2 C_{pA2} + a_3 C_{pA3} + \dots) = \sum (m_i C_{pBi} - n_i C_{pAi}) dT, \quad (1.29)$$

где m_i - стехиометрические коэффициенты продуктов реакции;

n_i - стехиометрические коэффициенты исходных веществ.

Очевидно, что значения Q_p и Q_v не изменятся, если система от веществ A к веществам B перейдёт через какие-либо промежуточные вещества C (рис.1.2).

Из схемы видно, что

$$Q_{pA \rightarrow C} + Q_{pC \rightarrow B} = (H_C - H_A) + (H_B - H_C) = H_B - H_A = Q_{pA \rightarrow B}. \quad (1.30)$$

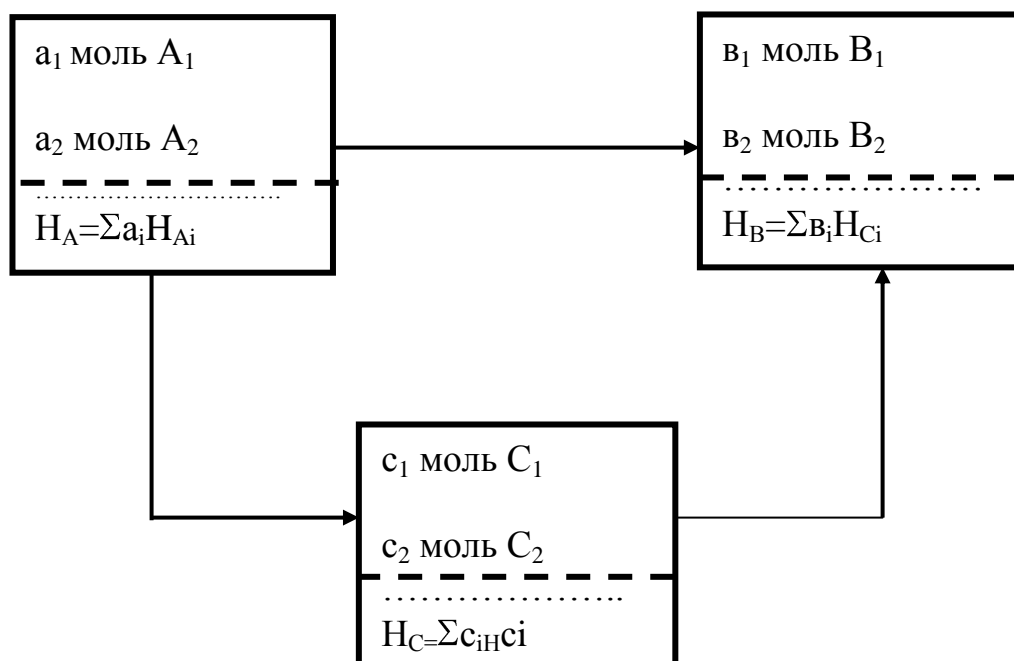


Рисунок 1.2 - Схема расчётов тепловых эффектов двух направлений реакций

Согласно уравнению (1.30) имеем:

$$Q_{pA \rightarrow C} + Q_{pC \rightarrow B} = Q_{pA \rightarrow B}. \quad (1.31)$$

Если в уравнение (1.30) вместо энтальпий подставить значение внутренней энергии, то получим изменение теплового эффекта в изохорическом процессе:

$$Q_{V_{A \rightarrow C}} + Q_{V_{C \rightarrow B}} = Q_{V_{A \rightarrow B}}. \quad (1.32)$$

Уравнения (1.31) и (1.32) отражают один из важнейших термодинамических законов – **закон Гесса**, который в современном виде формулируется так:

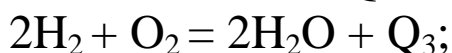
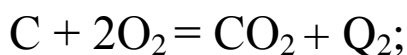
суммарный тепловой эффект ряда последовательных реакций равняется суммарному тепловому эффекту второго ряда последовательных реакций с теми же исходными веществами и конечными продуктами реакции.

Из этого закона вытекают два следствия:

1 Если несколько рядов реакции из разных начальных условий приводят к одному и тому же конечному состоянию, то разница их суммарных тепловых эффектов равна тепловому эффекту перехода из одного исходного состояния в другое.

2 Если осуществляется несколько рядов реакций, которые из одного исходного состояния приводят систему к разным конечным продуктам, то разница их суммарных тепловых эффектов равна тепловому эффекту перехода системы из одного конечного продукта в другой соответственно.

Например, если известна теплота сгорания метана, теплота горения углерода и водорода, то можно рассчитать теплоту образования метана на основе закона Гесса:



$$Q = Q_3 + Q_2 - Q_1,$$

где Q – тепловой эффект образования CH_4 .

Реакция (1.22) возможна, если одновременно взаимодействуют несколько атомов, как слева, так и справа. При сварке чаще всего происходят процессы, в которых взаимодействуют по два атома.

1.5 Второй закон термодинамики. Энтропия

Первый закон термодинамики не касается характера, возможностей и направления тех процессов, при которых могут или будут проходить те или иные преобразования энергии. Второй же закон определяет, прежде всего, какие из процессов в рассматриваемой системе, при заданных температуре, давлении, концентрации и др. могут протекать самопроизвольно (т.е. без расходования работы извне), какое количество работы может быть получено при этом и каков предел самопроизвольного протекания процессов, т.е. каково состояние равновесия в данных условиях. Согласно этому закону можно найти условия влияния на внеш-

ную среду, чтобы процесс мог протекать в необходимом направлении, в необходимой мере и, если требуется, то сколько для этого требуется выполнить работы над системой.

Существует два метода определения возможностей и направления самопроизвольного протекания процессов.

Первый метод исходит из влияния состояния внешних условий (например, давления газа, температуры тела, потенциала электрического заряда и др.), которые рассматриваются как фактор интенсивности. Этот фактор не зависит от количества вещества, объёма газа, количества электричества, которые носят название факторов ёмкости. Согласно этому методу возможность, направление и предел самопроизвольного протекания процесса передачи энергии или вещества от одной части системы к другой зависят только от соотношения факторов интенсивности, т.е. самопроизвольное протекание процессов взаимодействия между разными частями системы возможно только в направлении увеличения фактора интенсивности для всех частей системы: достижение одинакового значения этого фактора является пределом самопроизвольного протекания процесса в данных условиях, и, следовательно, условием равновесия.

Этот метод невозможно применить для однородных систем, т.е. для процессов, которые не вызываются неодинаковыми свойствами частей системы.

Другой метод является более общим и поэтому применяется и для процессов, происходящих в однородных системах. Этот метод заключается в том, что для любой термодинамической системы и заданных условий всегда найдётся критерий, которым можно определить возможность, направление и предел самопроизвольного протекания термодинамических процессов. Для изолированных систем таким критерием служит энтропия.

С учётом этого критерия **второй закон термодинамики** можно сформулировать так:

в изолированных системах самопроизвольно могут происходить только такие процессы, в которых энтропия системы растёт, а процесс может протекать то до такого состояния, при котором энтропия достигает максимального для данных условий значения.

Из этой формулировки вытекает, что в противоположном направлении процесс может протекать, но для этого требуется расход энергии извне. В то же время, от систем, в которых протекают процессы в прямом направлении, может быть получена работа, пригодная для использования её вне системы.

Второй закон термодинамики может использоваться для систем, состоящих из большого количества частичек, и поэтому носит статистический характер. Это связано с тем, что такие понятия, как температура и давление, которые играют основную роль в термодинамике, имеют, по существу, статистическую природу, т.е. являются выразителем некоторых свойств веществ, обусловленных совместным действием большого количества частиц. Статистическую природу имеет и такая величина, как плотность. Системы с большим количеством частиц с достаточной точностью описываются законами вероятности. С этой точки зрения второй закон термодинамики устанавливает, что в системах с большим количеством

частиц самопроизвольно могут возникать переходы только из состояния менее вероятного в более вероятное.

Если рассматривать систему, в которой передаётся бесконечно малое количество теплоты в обратимом процессе, то коэффициент полезного действия при этом можно определить так:

$$r_{\text{обр.}} = (dQ_1 - dQ_2)/dQ_1 = (T_2 - T_1)/T_1, \quad (1.34)$$

где dQ_1 – количество теплоты, взятой от точки с температурой T_1 ;

dQ_2 – количество теплоты, преданной в точку с температурой T_2 .

Из уравнения (1.34) вытекает, что

$$1 - \frac{dQ_2}{dQ_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad \text{или} \quad \frac{dQ_2}{dQ_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.35)$$

Если сгруппировать все части уравнения с одинаковыми индексами, то из уравнения (1.35) получим:

$$dQ_1/T_1 = dQ_2/T_2 \quad \text{или} \quad dQ_2/T_2 - dQ_1/T_1 = 0. \quad (1.36)$$

Отсюда вытекает, что отношение выделенной или поглощённой теплоты к соответствующей температуре является величиной постоянной.

Если проинтегрировать по контуру всей системы, то получим:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (1.37)$$

Клаузиус ввёл понятие новой тепловой функции, зависящей от состояния (P, T, v) , обозначив её через S и назвав *энтропией*:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{или} \quad dQ = TdS. \quad (1.38)$$

Через изменение энтропии уравнение (1.37) можно записать следующим образом:

$$\oint dS = 0 \quad (1.39)$$

и сформулировать:

при проведении обратного процесса изменение энтропии в системе равно нулю.

Энтропия характеризует неупорядоченность (хаотичность) энергий в системе. В необратимых процессах часть теплоты, которая передаётся от одного участка системы к другому, может расходоваться на механическую работу, поэтому:

$$R_{\text{обр.}} = (dQ_1 - dQ_2)/dQ_1 < (T_1 - T_2)/T_1. \quad (1.40)$$

Из уравнений (1.39) и (1.40) вытекает, что в изолированных системах энтропия сохраняет постоянное значение ($dS > 0$) при любом необратимом процессе. Любая изолированная система самопроизвольно трансформируется в направлении увеличения энтропии.

Стремление энтропии системы к максимальному значению свидетельствует о приближении процесса в системе к равновесию.

При изотермическом переходе вещества из одной фазы в другую энтропия изменяется в соответствии с уравнением

$$\Delta S = S_\beta - S_\alpha = L_{\text{пер}}/T, \quad (1.41)$$

где S_α — энтропия α -фазы;

S_β — энтропия β -фазы;

$L_{\text{пер}}$ — теплота перехода из α -фазы в фазу β ;

T — температура фазового превращения вещества.

В связи с тем, что dS является полным дифференциалом, то его изменение при переходе из одного произвольного состояния в другое равно разнице величин энтропии в этих условиях и не зависит от пути перехода:

$$\int_{T_1}^{T_2} dS = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T} = \Delta S_{T_2} - \Delta S_{T_1}. \quad (1.42)$$

Известно, что $dQ = C dT$, где C — теплоёмкость веществ.

С учётом этого:

$$\int_{T_1}^{T_2} dS = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C dT}{T}. \quad (1.43)$$

В изобарическом процессе в этом уравнении $C = C_p$, а в изохорическом — $C = C_v$. Для изобарического процесса нахождение изменения энтропии (1.42) производят по уравнению:

$$S_{T_2} - S_{T_1} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p dT}{T}, \text{ а } S_{T_2} = S_{T_1} + \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT. \quad (1.44)$$

В таблицах термодинамических величин значения энтропии приведены для стандартных условий. Для других температур энтропия рассчитывается по формуле (с учётом аллотропических преобразований)

$$S_T = S_{298}^0 + \int_{298}^T \frac{c_p}{T} dT. \quad (1.45)$$

Если в интервале температур от 298 до Т имеются аллотропические преобразования, то следует учитывать их энтропию, которая равна теплоте преобразования, делённой на температуру, при которой оно протекает: $Q_{\text{пер}}/T$. Энтропию вещества при температуре Т можно рассчитать по формуле

$$S_T^0 = S_{298}^0 + \int_{298}^{T_{\text{пер}}} \frac{c_{p\alpha} dT}{T} + \frac{L_{\text{пер}}}{T_{\text{пер}}} + \int_{T_{\text{пер}}}^{T_6} \frac{c_{p\beta} dT}{T} + \frac{L_{\text{пл}}}{T_{\text{пл}}} + \int_{T_{\text{пл}}}^{T_{\text{исп}}} \frac{c_{pж} dT}{T} + \frac{L_{\text{исп}}}{T_{\text{исп}}} + \int_{T_{\text{исп}}}^T \frac{c_{pг} dT}{T}, \quad (1.46)$$

где $C_{p\alpha}$ и $C_{p\beta}$ – изобарические теплоёмкости фаз α и β ;
 $T_{\text{пер}}$ – температура перехода из фазы α в фазу β ;
 $L_{\text{пер}}$ – теплота перехода вещества из фазы α в фазу β ;
 $L_{\text{пл}}$ и $L_{\text{исп}}$ – теплоты плавления и испарения;
 $C_{pж}$ и $C_{pг}$ – изобарические теплоёмкости жидкости и газа;
 $T_{\text{пл}}$ и $T_{\text{исп}}$ – температура плавления и испарения.

Изменение энтропии процесса, протекающего согласно реакции (1.22), равно реакции между суммой энтропий конечных веществ и суммой энтропий исходных веществ:

$$\Delta S = S_{BT} - S_{AT} = (\nu_1 S_{B_1T} + \nu_2 S_{B_2T} + \nu_3 S_{B_3T} + \dots) - (a_1 S_{A_1T} + a_2 S_{A_2T} + a_3 S_{A_3T} + \dots); \quad (1.47)$$

где S_{A_1T} , S_{A_2T} , S_{A_3T} , S_{B_1T} , S_{B_2T} , S_{B_3T} – соответственно, энтропии веществ A_1 , A_2 , A_3 , B_1 , B_2 , B_3 при температуре Т;

S_{AT} и S_{BT} – суммы энтропий веществ группы А и группы В при температуре Т.

Из знаний по влиянию обратимости процесса на величину энтропии можно второй закон термодинамики сформулировать так:

теплота не может самопроизвольно передаваться от тела более холодного к телу более тёплому, или

невозможен процесс, единственным результатом которого было бы преобразование теплоты в работу.

1.6 Термодинамические потенциалы

Сварочные процессы протекают в условиях обменного взаимодействия между фазами и средой, т.е. система, принимающая участие в сварочном процессе, не является изолированной. Для таких систем используется более подходящий, чем энтропия, критерий самопроизвольного процесса – это **работа процесса**. Если процесс протекает при постоянной температуре, то максимальная работа, полученная при обратимом протекании его, является функцией состояния. Термодинамическая возможность самопроизвольного протекания процесса определяется законом и абсолютной величиной изменения энергии Гиббса ΔG_T , или энергии Гельмгольца ΔF_T , в процессе, протекающем (изменения изобарно-изотермического или изохорно-изотермического потенциалов) при постоянной температуре.

Из определения внутренней энергии системы вытекает, что она состоит из части свободно изменяющейся – свободной внутренней энергии (ΔF или ΔG) и связанной внутренней энергии, не изменяющейся в процессе (Δv).

В изохорическом процессе, согласно уравнению (1.4),

$$\Delta Q_V = \Delta U = \Delta F + \Delta v. \quad (1.48)$$

В изобарическом процессе, согласно уравнению (1.11),

$$\Delta Q_p = \Delta H = \Delta G + \Delta v, \quad (1.49)$$

где ΔG – свободная внутренняя энергия;

Δv – связанная внутренняя энергия.

Если процесс протекает при постоянной температуре, то согласно уравнению (1.38) связанная часть энергии определяется так:

$$\Delta v = T \Delta S. \quad (1.50)$$

С учётом уравнения (1.50) уравнения (1.48) и (1.49) принимают вид:

$$\Delta U = \Delta F + T_{\Delta} S; \quad (1.51)$$

$$\Delta H = \Delta G + T_{\Delta} S. \quad (1.52)$$

Из этих уравнений определяется свободная часть внутренней энергии, которая является термодинамическими потенциалами (ΔF или ΔG):

$$\Delta F = \Delta U - T_{\Delta} S; \quad (1.53)$$

$$\Delta G = \Delta H - T_{\Delta} S. \quad (1.34)$$

Свободная часть энергии процесса, протекающего при постоянной температуре и постоянном объёме, называется энергией Гельмгольца:

$$F = U - TS. \quad (1.55)$$

Свободная часть внутренней энергии в изобарическом процессе и при постоянной температуре называется энергией Гиббса и равна

$$Q = H - TS. \quad (1.56)$$

Как энтальпия отличается от внутренней энергии, так и энергия Гиббса отличается от энергии Гельмгольца на величину pV .

Энергии Гиббса и Гельмгольца являются такими характеристиками в термодинамике, которые, совместно со своими производными по соответствующим изменениям, позволяют определять, в каком виде выразить термодинамические свойства системы. Наличие связи между ними и другими свойствами системы, в частности, поддающимися прямому изменению, позволяет относительно легко находить численные значения энергий Гиббса и Гельмгольца. Это, в свою очередь, даёт возможность широко использовать их в разных температурных расчётах.

Если в уравнениях (1.53) и (1.54) значения величины внутренней энергии, энтальпии и энтропии взять для стандартных условий, т.е. $\Delta U_{298}^0, \Delta H_{298}^0, \Delta S_{298}^0$, то можно определить энергии Гиббса и Гельмгольца для этих условий:

$$\Delta F_{298}^0 = \Delta U_{298}^0 - T_{\Delta} S_{298}^0, \quad (1.57)$$

$$\Delta G_{298}^0 = \Delta H_{298}^0 - T_{\Delta} S_{298}^0. \quad (1.58)$$

Для простых веществ (химических веществ) ΔF_{298}^0 и ΔG_{298}^0 принимаются равными нулю. Для химических реакций эти величины определяют суммировани-

ем найденных значений этих потенциалов для соединений, принимающих участие в реакции. При этом соответствующие величины для веществ, стоящих в правой части уравнения, берут со знаком "+", а для веществ в левой части - со знаком "-". Например, для реакции $\text{FeO} + \text{C} = \text{Fe} + \text{CO}$ в общем виде получим:

$$\Delta G^0_{298\text{реакции}} = 2 \Delta G^0_{298\text{Fe}} + \Delta G^0_{298\text{CO}} - \Delta G^0_{298\text{FeO}} - \Delta G^0_{298\text{C}}. \quad (1.59)$$

Но, так как $\Delta G^0_{298\text{C}} = \Delta G^0_{298\text{Fe}} = 0$, то выражение (1.59) принимает вид

$$\Delta G^0_{298\text{реакции}} = \Delta G^0_{298\text{CO}} - \Delta G^0_{298\text{FeO}}. \quad (1.60)$$

Расчёты показывают, что величины F и G в обратимых процессах не изменяются, а в необратимых процессах могут только уменьшаться. При этом условием равновесия является их минимум. Таким образом, изотермические потенциалы характеризуют направление самопроизвольных процессов и предел их протекания для изотермических условий.

1.7 Максимальная работа процесса

Теплота процесса зависит от условий проведения, поэтому при необратимом процессе становится справедливым неравенство

$$\Delta S > \frac{Q_b}{T}. \quad (1.61)$$

Для общего случая протекания обратимых и необратимых процессов можно объединить уравнения (1.42) и (1.61) отношением

$$\Delta S \geq \frac{Q_b}{T}. \quad (1.62)$$

В соответствии с первым законом термодинамики:

$$dQ = dU + dA,$$

тогда
$$\Delta S > \frac{Q_b}{T} = (dU + dA)/T,$$

отсюда

$$TdS \geq dU + dA, \text{ а } dU \leq TdS - dA. \quad (1.63)$$

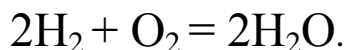
В этом уравнении dU и dS не зависят от обратимости или необратимости процесса (U , S - функции состояния), но работа dA зависит от этого. Работа, образуемая в системе при протекании обратимых процессов, является наибольшей. Это максимальная работа - A_{max} . Именно к ней относится знак равенства в

уравнении (1.63). В необратимых процессах работа, образующаяся в системе, всегда меньше, чем в обратимых ($A < A_{\max}$). Отношение $A/A_{\max} < 1$ может служить мерой необратимости процесса. В то же время максимальная работа процесса характеризует химическое сродство элементов, а по величине равна энергии, образующейся при взаимодействии частей системы, но с противоположным знаком. Последнее связано с тем, что выполнение работы разрушения, образовавшейся в процессе соединения, достигается уменьшением величины свободной энергии процесса в системе (энергии Гиббса или Гельмгольца в соответствии с условиями процесса).

В общем случае:

$$A_{\max} = -\Delta G \text{ кДж/моль}, \quad A_{\max} = -\Delta F \text{ кДж/моль}.$$

Для примера определим химическое сродство газов H_2 и O_2 , взаимодействующих в стандартных условиях:



Величины энтальпий и энтропий для стандартных условий берём из термодинамических справочников и сводим в таблицу 1.1.

Энергия Гиббса рассчитывается из соотношения (1.58), а ΔH^0_{298} и ΔS^0_{298} для записанной реакции определяются из известного правила, согласно которому изменение энтальпий и энтропий процесса равно разнице сумм их значений для продуктов и исходных компонентов процесса:

$$\begin{aligned} \Delta H^0_{298} &= 2H^0_{298H_2O} - (2H^0_{298H_2} + H^0_{298O_2}); \\ \Delta S^0_{298} &= 2S^0_{298H_2O} - (2S^0_{298H_2} + S^0_{298O_2}). \end{aligned}$$

Таблица 1.1 - Значения термодинамических свойств газов, участников процесса, при стандартных условиях

Функции / Газ	H_2	O_2	H_2O (пар)
H^0_{298} , кДж/моль	0	0	-241,51
S^0_{298} , кДж/моль	130,54	204,9	188,07

После подстановки значений из таблицы 1.1 в эти выражения, а полученных результатов – в зависимости (1.58), получим значения энергии Гиббса для стандартных условий:

$$\Delta G = -241,6 \text{ кДж/моль} + 86,526 \text{ кДж/моль} = -155,1 \text{ кДж/моль}.$$

Максимальная работа процесса равна:

$$Am_{ax} = -\Delta G = +155,1 \text{ Дж/моль}.$$

Отрицательная величина энергии Гиббса и, соответственно, положительная величина максимальной работы показывают, что процесс возможен при заданной температуре (298K). Абсолютное значение максимальной работы процесса характеризует высокое химическое сродство водорода и кислорода в стандартных условиях.

1.8 Зависимость энергии Гиббса от температуры

В случаях, когда процесс протекает при температурах, больших, чем стандартная, необходимо вводить поправку на изменение энтальпий и энтропий с повышением температуры.

Формулы для введения этих поправок (1.14) и (1.45) совместно с выражениями (1.57) и (1.58) соответственно к изменению одного из параметров (V или P) дают более точные значения энергии Гиббса при изменении температуры:

$$\Delta G_T = \Delta H_{298}^0 + \int_{298}^T \Delta C_p dT - T \Delta S_{298}^0 - T \int_{298}^T \frac{\Delta C_p}{T} dT. \quad (1.64)$$

Для точного решения этого уравнения необходимо знать зависимость от температуры теплоёмкостей веществ, принимающих участие в процессе. Эту зависимость можно выразить с помощью эмпирических уравнений типа степенных рядов:

$$C_p = a + bT + cT^2 + dT^3 + \dots, \quad (1.65)$$

где a, b, c, d – коэффициенты, определяемые экспериментальным путём;

T – абсолютная температура, К.

При расчётах сравнительно часто встречаются случаи, когда неизвестна точная зависимость теплоёмкостей взаимодействующих веществ от температуры, что вынуждает прибегать к приближительным расчётам. Достаточно точные результаты можно получить, если считать, что ΔC_p не зависит от температуры, и брать среднее значение теплоёмкостей в заданном интервале температур, или для стандартных условий – ΔC_{298}^0 .

Тогда:

$$\Delta G_T = \Delta H_{298}^0 - \Delta S_{298}^0 T + \Delta C_{298}^0 T \left(\frac{1}{T} \int_{298}^T dT - \int_{298}^T \frac{dT}{T} \right). \quad (1.67)$$

Если разность интегралов в уравнении (1.67) обозначить через M_0 , т.е.:

$$M_0 = \frac{1}{T} \int_{298}^T dT - \int_{298}^T \frac{dT}{T}, \quad (1.68)$$

то выражение (1.67) можно записать так:

$$\Delta G_T = \Delta H_{298}^0 - \Delta S_{298}^0 T + \Delta C_{298}^0 T M_0. \quad (1.69)$$

Если решить простые интегралы в уравнении (1.68), то получим, что

$$M_0 = \ln\left(\frac{T}{298,2}\right) + \frac{298,2}{T} - 1. \quad (1.70)$$

Величина $\Delta C_{298}^0 T M_0$ является высокотемпературной поправкой для ΔG_T , которую иногда называют поправкой Улиха. Если заранее задаться значениями температуры, то M_0 можно рассчитать для разных температур. Зависимость M_0 и $M_0 T$ от температуры приведена на рис. 1.3. Зная для заданной температуры M_0 и $M_0 T$, можно легко рассчитать поправку Улиха, которая существенно влияет на определение вероятности протекания процесса или температуры, начиная с которой процесс становится возможным.

Рассмотрим это на примере диссоциации молекулярного водорода, которая происходит по зависимости:

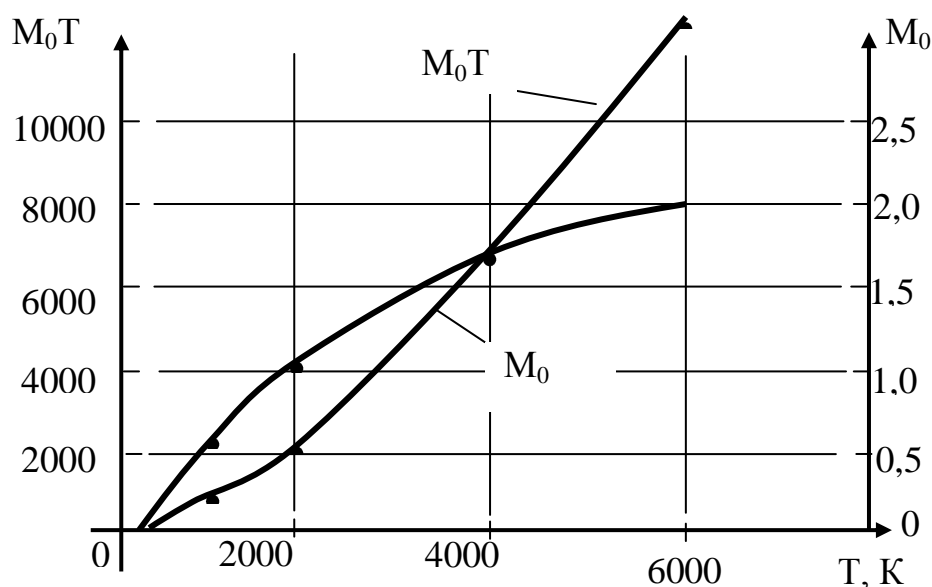
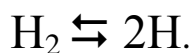


Рисунок 1.3 – Зависимость M_0 и $M_0 T$ от температуры

Для H_2 и H имеем следующие величины термодинамических функций для стандартных условий (табл. 1.2.).

Таблица 1.2 - Значение термодинамических свойств при стандартных условиях для участников процесса.

Газ	H_{298}^0 , кДж/моль	S_{298}^0 , Дж/моль·К	C_{298}^0 , Дж/моль·К
H_2	0	130,2	28,4
H	+216,4	144,2	20,7

Изменения в результате диссоциации молекулярного водорода его энтальпии ΔH_{298}^0 , энтропии ΔS_{298}^0 и теплоёмкости ΔC_{p298}^0 при стандартных условиях протекания процесса рассчитаны по зависимостям (1.17), (1.47) и (1.29).

Результаты расчётов приведены на графиках (рис. 1.4), где кривая 1 рассчитана с учётом высокотемпературной поправки и с допущением, что $\Delta C_p = \Delta C_{p298}^0$, т.е. не зависит от температуры, а кривая 2 получена в результате расчетов без использования высокотемпературной поправки.

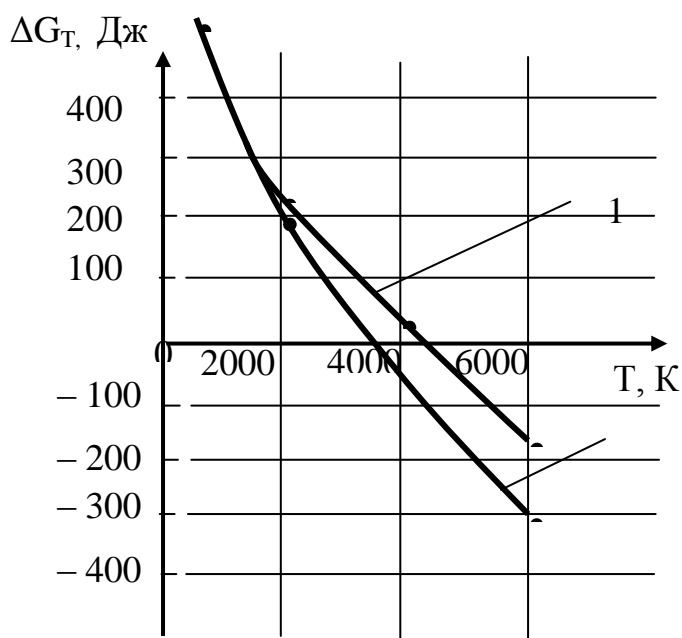


Рисунок 1.4 - Зависимость ΔG_T от температуры для процесса диссоциации молекулярного водорода

2.1 Скорость химических реакций

Учение о скорости химических реакций называется химической кинетикой.

Под скоростью химической реакции понимают изменение концентрации одного из реагирующих веществ в единицу времени. Так как все вещества, принимающие участие в реакции, связаны между собой уравнением реакции, то не имеет значения, для какого из этих веществ определяется скорость реакции. По изменению концентрации одного из веществ можно судить об изменении концентрации других участников реакции. Если концентрацию выражать в молях на 1 г (1 кг), а время – в секундах или часах, то скорость реакции выражают в моль/г·с или моль/г·ч. Рассмотрим скорость реакции, протекающей по уравнению (1.17):



По мере расходования вещества скорость реакции уменьшается, как показано на рис. 2.1.

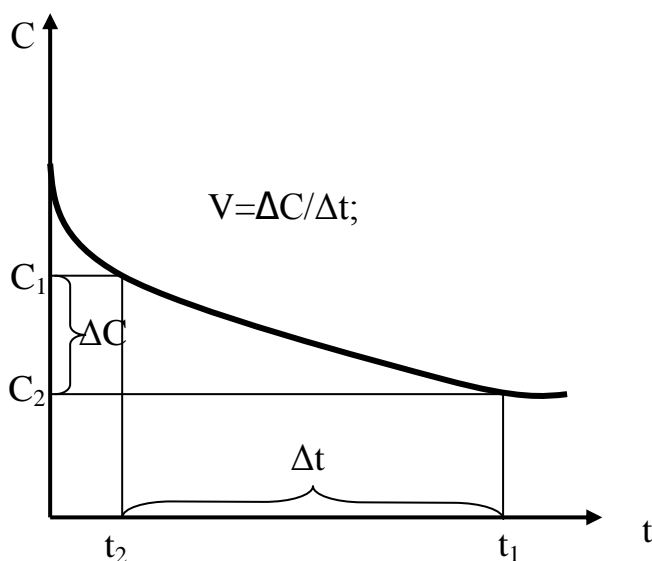


Рисунок 2.1 – Изменение концентрации реагирующих веществ во времени

Скорость реакции может быть определена только для конкретного промежутка времени. Так, для промежутка $\Delta t = t_2 - t_1$ изменение концентрации составляет $\Delta C = C_2 - C_1$, а средняя скорость реакции V равняется:

$$V = -\frac{\Delta C}{\Delta t}.$$

Не обращая внимания на то, что концентрация вещества А имеет отрицательное значение, скорость реакции может быть только положительной величиной. А если следовать за изменением концентрации одного из продуктов реакции, то она во время реакции будет увеличиваться, и поэтому в правой части уравнения (2.1) необходимо ставить знак «плюс». Поскольку скорость химической реакции все время изменяется, то в химической кинетике рассматривают обычно только одну истинную скорость реакции V , понимая под ней скорость в заданный момент времени.

Скорость химических реакций зависит от природы реагирующих веществ и условий их протекания, из которых наиболее важным является концентрация реагирующих веществ, температура и наличие катализаторов.

2.1.1 Влияние концентраций реагирующих веществ

Для химического взаимодействия между веществами А и В необходимо, чтобы их молекулы столкнулись. Чем больше этих столкновений, тем быстрее происходит реакция, а число столкновений тем больше, чем выше концентрация реагирующих веществ. Отсюда вытекает **основной закон химической кинетики**, сформулированный на основе широкого экспериментального материала. Он устанавливает зависимость скорости реакции от концентрации реагирующих веществ и формулируется так: *скорость химической реакции пропорциональна концентрации реагирующих веществ.*

Для реакции (1.17) этот закон выражается уравнениями

$$\begin{aligned} V_1 &= K_1 C_A C_B \\ \text{и} \\ V_2 &= K_2 C_C C_D, \end{aligned} \tag{2.2}$$

где C_A , C_B , C_C и C_D – молярные концентрации веществ А, В, С и Д;

K_1 и K_2 – коэффициенты пропорциональности, называемые постоянной скорости реакции.

Если взять концентрации реагирующих веществ равными 1, то постоянная скорости реакции равна скорости реакции, то есть **постоянная скорости реакции** – это *скорость реакции при концентрации каждого из реагирующих веществ, равной 1 моль/л.* Само понятие скорости реакции относится к данной реакции, а не к отдельным реагирующим веществам. Очевидно, что для каждой реакции при постоянной температуре ее постоянная скорости является величиной постоянной. Если знать коэффициенты скорости реакции, то можно сравнивать скорости химического взаимодействия веществ. Постоянная скорости реакции зависит от температуры и от природы реагирующих веществ, но не зависит от их концентрации.

Уравнение типа (2.2) называют кинетическим уравнением реакции. Для реакции, имеющей стехиометрические коэффициенты и записывающейся в виде



кинетические уравнения имеют вид:

- для прямой реакции:

$$V_1 = K_1 C_A^a C_B^b; \quad (2.4)$$

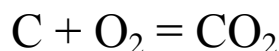
- для обратной реакции:

$$V_2 = K_2 C_C^c C_D^d, \quad (2.5)$$

где a, b, c, d - стехиометрические коэффициенты соответствующих реагирующих веществ.

В кинематических уравнениях (2.4) и (2.5) концентрации реагирующих веществ возводят в степень их стехиометрических коэффициентов.

Твердые вещества реагируют только на поверхности, и поэтому их концентрация в процессе реакции остается постоянной. В этом случае скорость реакции пропорциональна концентрации только вещества, не находящегося в твердом состоянии. Например, для реакции



кинетическое уравнение имеет вид

$$V = K' CO_2, \quad K' = KC_C, \quad (2.6)$$

где K – коэффициент скорости реакции;

C_C – концентрация твердого углерода.

2.1.2 Влияние температуры

Зависимость скорости реакции от температуры определяется по правилу Вант-Гоффа, согласно которому с повышением температуры на 10 градусов скорость большинства реакций возрастает в 2-4 раза. Математически это выражается соотношением:

$$V_T = V_{T_0} \cdot \frac{T - T_0}{10}, \quad (2.7)$$

где V_T, V_{T_0} – скорости реакций, соответственно, при конечной температуре T и начальной температуре T_0 ;

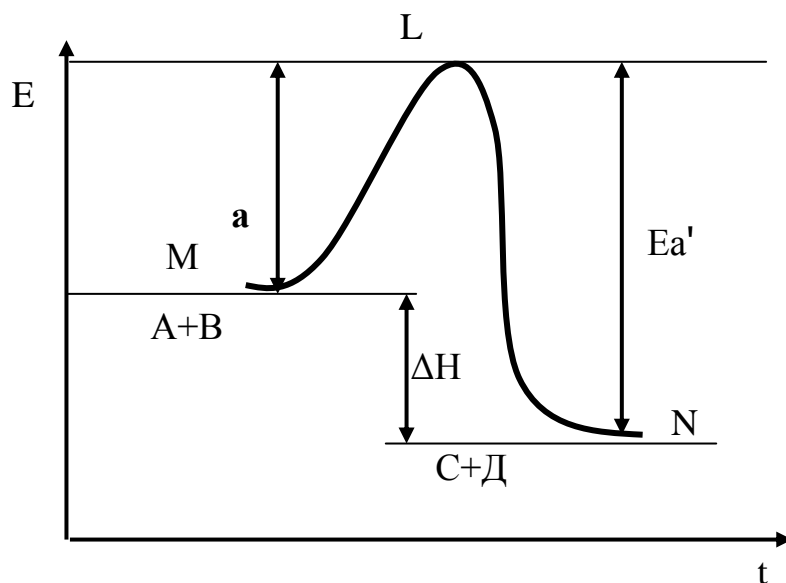
V – температурный коэффициент скорости реакции, показывающий, во сколько раз возрастает скорость реакции с повышением температуры реагирующих веществ на 10 градусов.

Правило Вант-Гоффа является приближенным, и его можно использовать только для ориентировочной оценки влияния температуры на скорость реакции, увеличивая постоянную скорости.

2.1.3 Энергия активации

Согласно теории активации в химическое взаимодействие вступают только активные молекулы, которые имеют энергию, достаточную для осуществления данной реакции. Активность молекул можно повышать приданием им дополнительной энергии – этот процесс называют активацией. Одним из способов активации является повышение температуры. Энергия, которую необходимо придать молекулам реагирующих веществ, чтобы преобразовать их в активные, называется энергией активации – E_a . Величина ее зависит от природы реагирующих веществ и является одним из параметров, определяющих скорость реакции. При малом значении E_a скорость реакции больше, чем при большом.

Для того чтобы реагирующие вещества А и В (уравнение (1.17)) образовали продукты реакции С и Д, они должны преодолеть энергетический барьер ML (рис. 2.2).



М – энергетическое состояние системы до реакции; N – энергетическое состояние системы после реакции; E_a – энергия активации прямого процесса; E'_a – энергия активации обратного процесса; L – активированный комплекс; ΔH – тепловой эффект реакции

Рисунок 2.2 – Изменение энергии реагирующей системы в течение времени ее протекания

На это затрачивается энергия активации E_a , на величину которой увеличивается энергия системы. При этом во время реакции из частиц реагирующих веществ образуется нестойкая группировка, называемая переходным состоянием, или активированным комплексом (точка L), последующий распад которого приводит к образованию продуктов реакции C и D. Если в результате распада активированного комплекса выделяется больше энергии, чем это необходимо для активации молекул, то реакция будет экзотермической, в противном случае – эндотермической.

Примером эндотермической реакции может быть обратный процесс образования из веществ C и D веществ A и B. В этом случае частичному состоянию системы отвечает уровень энергии N, конечному – M, а энергия активации составляет $E_a + \Delta H$. Для протекания эндотермических реакций необходимо беспрерывно вводить энергию извне.

При заданной концентрации реагирующих веществ скорость реакции характеризуется постоянной скорости реакции (K_1 и K_2 , согласно уравнению (2.5)), зависящей от температуры. Следовательно, для нахождения зависимости скорости реакции от температуры достаточно определить температурную зависимость постоянной скорости реакции. Эта зависимость имеет экспоненциальный характер и выражается законом Аррениуса:

$$K = K_0 \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right), \quad (2.8)$$

где K_0 – эмпирическая постоянная.

Логарифмируя уравнение (2.8), получим

$$\ln K = -\frac{E_a}{R} \frac{1}{T} + \ln K_0. \quad (2.9)$$

Уравнение (2.9) выражается прямой линией в координатах $\ln K - \frac{1}{T}$ (рис. 2.3) с тангенсом угла наклона $\tan \alpha = -\frac{E_a}{R}$. Это позволяет графически определить энергию активации E_a и постоянную K_0 по данным исследований.

Энергия активации может быть найдена из двух значений постоянных скорости данной реакции K_{T1} и K_{T2} при двух температурах T_1 и T_2 из уравнения

$$\ln \frac{K_{T_1}}{K_{T_2}} = -\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right),$$

которое вытекает из выражения (2.9).

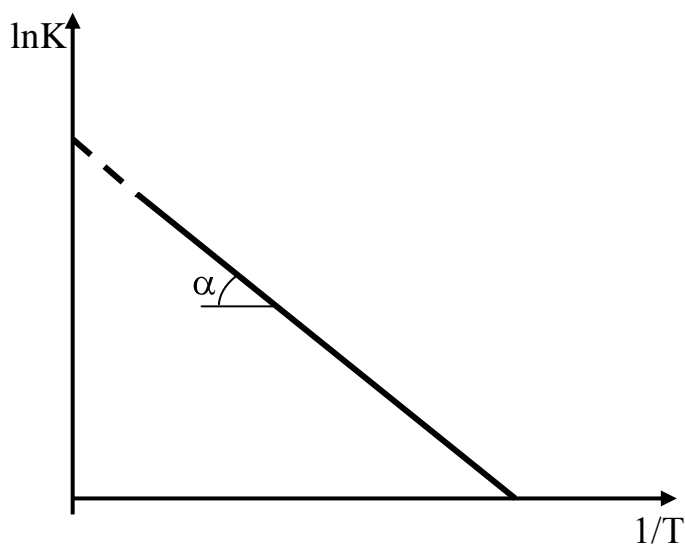


Рисунок 2.3 – Зависимость $\ln K$ от $\frac{1}{T}$

Уравнение Аррениуса (2.8) одинаково можно применить как к реакциям веществ, находящихся в газовом состоянии, так и к реакциям веществ, находящихся в растворах.

Дифференцируя уравнение (2.9), можно записать закон Аррениуса в дифференциальной форме:

$$\frac{d \ln V}{dT} = \frac{E_a}{RT^2} \quad (2.10)$$

Отсюда видно, что постоянная скорости реакции, а, следовательно, и скорость реакции, зависят от температуры.

Физический смысл энергии активации можно объяснить следующим образом. Для начала реакции необходимо столкновение реагирующих молекул. Однако не все столкновения между молекулами приводят к реакции между ними. Если бы все столкновения приводили к появлениям реакции, то все реакции протекали бы мгновенно. В реакциях, протекающих с конечной скоростью, число столкновений между молекулами, приводящее к химическому взаимодействию, составляет только часть общего числа столкновений. Эффективными оказываются только столкновения между активными молекулами, которые в период столкновения имеют некоторый излишек энергии в сравнении со средним (для данной температуры) ее значением. Энергия активации и является излишком энергии, которым должны владеть молекулы в период столкновения, чтобы быть способными к данному химическому взаимодействию.

Коэффициенты K_0 в уравнении (2.8) закона Аррениуса можно представить как характеристику полного числа столкновений реагентов, а множитель

$\exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$ - как долю столкновений, которые происходят между активными молекулами. Энергия активации является главным фактором, определяющим скорость протекания химической реакции.

2.1.4 Понятие о катализе

При постоянной температуре повысить скорость реакции можно применением катализаторов, т.е. веществ, увеличивающих скорость реакции – позитивный катализ или замедляющих ее – негативный катализ.

Химические реакции, протекающие при наличии катализаторов, называют каталитическим. Сам катализатор в состав конечных продуктов реакции не входит.

Различают гомогенный и гетерогенный катализ. В первом случае реагирующие вещества и катализатор образуют однофазную систему - газообразную, или жидкую. При гомогенных каталитических реакциях образуются промежуточные соединения катализатора с реагирующим веществом, которые в дальнейшем разлагаются.

При гетерогенном катализе реагирующие вещества и катализаторы образуют систему из разных фаз. В этом случае между ними существует поверхность раздела. Обычно катализатор является твердым веществом, а реагирующие вещества – газами или жидкостями. Все реакции при гетерогенном катализе происходят на поверхности катализатора, поэтому активность твердого катализатора зависит от свойств его поверхности (величины, химического состава, строения и состояния).

Механизм действия катализаторов может быть различным, но наиболее распространенный – образование промежуточных соединений с одним из реагирующих веществ. Так, если медленную реакцию $A + B \rightarrow AB$ проводить при наличии катализатора K , то последний вступает в химическое взаимодействие с одним из исходных веществ, образуя нестандартное промежуточное соединение:



Реакция происходит быстро, потому что энергия активации этого процесса малая. Далее промежуточное соединение AK взаимодействует с другим исходным веществом, освобождая при этом катализатор:



Энергия активации этого процесса также малая, поэтому реакция происходит с достаточной скоростью. Главной причиной увеличения скорости реакции при наличии катализаторов является значительное увеличение химической активности адсорбированных молекул. Под действием катализатора в адсорбированных

молекулах ослабевают связи между атомами, и они становятся более реакционно способными.

Некоторые вещества снижают или полностью уничтожают активность твердого катализатора. Эти вещества называют каталитическими ядрами. Как пример, можно привести соединения мышьяка, ртути, свинца, цианистые соединения, к которым особенно чувствительны платиновые катализаторы.

Существуют также вещества, увеличивающие действие катализаторов реакции, хотя сами не являются катализаторами. Эти вещества называют промоторами (промачивание платиновых катализаторов добавками железа, алюминия и тому подобное).

Действие катализаторов является выборочным, так как, применяя разные катализаторы, можно получать из одного и того же вещества разные продукты.

2.2 Химическое равновесие гомогенной среды

Гомогенной называется система, в которой отсутствуют границы раздела, разделяющие ее отдельные частицы, а части всех веществ, составляющих гомогенную систему, находятся в одинаковых условиях теплового движения.

При протекании обратимых реакций возможны такие случаи соотношения скорости реакций (2.3):

$V_1 > V_2$ – реакция протекает слева направо с образованием продуктов реакции;

$V_1 < V_2$ – реакция протекает справа налево с образованием исходных веществ;

$V_1 = V_2$ – реакция протекает одновременно слева направо и справа налево, т.е. проявляется динамическое равновесие.

В этом случае не наблюдается изменение концентрации всех реагирующих веществ. Для этих условий изменения энергии Гиббса $db = 0$.

Рассмотрим подробнее этот случай. Приравняем правые стороны уравнений (2.5)

$$K_1 C_A C_B = K_2 C_C C_B,$$

откуда

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{C_C C_B}{C_A C_B} = K_C, \quad (2.13)$$

где K_C – постоянная равновесия, выраженная через концентрации.

Таким образом, в состоянии равновесия отношение произведения концентраций, состоящих в правой части уравнения, к произведению концентраций, стоящих в его левой части, является величиной постоянной.

Для общего случая реакций (2.4) определение постоянной равновесия производится из выражения:

$$K_C = \frac{C_C^c C_D^d}{C_A^a C_B^b} . \quad (2.14)$$

Концентрации реагирующих веществ для реакций, пребывающих в равновесии, называются равновесными. При постоянном давлении постоянная равновесия зависит только от температуры. Определение величины постоянной равновесия для заданной температуры позволяет рассчитать равновесные концентрации реагирующих веществ.

Постоянная равновесия реакции может быть выражена через парциальные давления реагирующих веществ, если они находятся в газообразном состоянии и подчиняются уравнению идеальных газов. Для этого воспользуемся законом Дальтона и объединенным законом газового состояния:

$$C = \frac{n}{V} = \frac{P}{RT} , \quad (2.15)$$

где n – число молей газа;

V – объем газа;

P – парциальное давление газов. Для разных газов обозначается, соответственно, P_A , P_B , P_C и P_D ;

R – газовая постоянная;

T – температура газа.

Если подставить уравнение (2.12) в уравнение (2.11), то получим

$$K_C = \frac{P_C^c P_D^d}{P_A^a P_B^b} \frac{(RT)^a (RT)^b}{(RT)^c (RT)^d} , \quad (2.16)$$

или

$$K_C = R_P (RT)^{c+b-a-d} = K_P (RT)^{\Delta n} , \quad (2.17)$$

где $K_P = \frac{P_C^c P_D^d}{P_A^a P_B^b}$ – постоянная равновесия, выраженная через парциальные давления;

Δn – разница между числом молекул левой и правой части химического уравнения, $\Delta n = (a + b) - (c + d)$. Если $\Delta n = 0$, то $K_C = K_P$.

Для реальных газов и растворов закон химической кинетики (действующих масс) можно применить, если вместо давления и концентраций использовать, соответственно, летучесть и активность. Тогда постоянные равновесия выразятся как K или K_a .

Катализаторы только изменяют скорость процесса, не смещая равновесия.

2.3 Изотерма химических реакций

Исследования энергии Гиббса позволяют определить наиболее оптимальные физические условия для осуществления конкретного процесса – T , P и C , т.е. температуру, давление и концентрации.

Рассмотрим при постоянной температуре и давлении величину энергии Гиббса ΔG для обратимой химической реакции между газообразными веществами, взятыми со свободно выбранными парциальными давлениями. Если реакция протекает согласно уравнению (2.1), то величина ΔG равна

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S + RT \ln \frac{P_C^0 P_D^0}{P_A^0 P_{PB}^0} . \quad (2.18)$$

Знак «0» при каждом из парциальных давлений означает, что они не являются равновесными.

Обозначим отношения произведений этих парциальных давлений в уравнении (2.18) через K^0 , т.е.:

$$K^0 = \frac{P_C^0 P_D^0}{P_A^0 P_{PB}^0} .$$

Определим для этой же реакции (2.1) величину ΔG , если она протекает в условиях равновесия:

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S + RT \ln \frac{P_C P_D}{P_A P_{PB}} . \quad (2.19)$$

Вычтем из уравнения (2.18) уравнение (2.19):

$$\Delta G = (\ln K^0 - \ln K_p) . \quad (2.20)$$

Это уравнение носит название **изотермы химических реакций**, или изотермы Вант-Гоффа, и дает возможность проследивать влияние парциальных давлений (концентраций) на условия равновесия обратимых реакций.

В случае, когда $\ln K^0 = \ln K_p$, $\Delta G = 0$. Это означает, что реакция не протекает, как слева направо, так и справа налево.

В случае отклонения парциальных давлений от равновесных величина ΔG может изменяться в широких пределах – от «+» до «-», при этом знак ΔG определяет направление реакции. Если $\Delta G < 0$, то реакция идет направо, а если $\Delta G > 0$, то реакция идет налево.

Разницу $\ln K^0 - \ln K_p$ можно назвать расстоянием от равновесия. Чем больше эта разница, тем больше ΔG и тем интенсивнее должна протекать реакция.

Для определения $\ln K_p$ принимаем, что $\ln K^0 = 0$.

Такой случай является возможным, если парциальные давления реагирующих газов приравнять к единице. Тогда

$$\ln K_p = \frac{\Delta G}{RT} . \quad (2.21)$$

Если перевести натуральные логарифмы в десятичные и подставить числовое значение газовой постоянной, то получим

$$\ln K_p = \frac{\Delta G}{19,14T} . \quad (2.22)$$

В случае, если величина энергии Гиббса неизвестна, можно определить логарифм постоянной равновесия по приближительной формуле, для чего в уравнение (2.19) подставим выражение для ΔG с поправкой Улиха (1.69) и получим

$$\ln K_p = -\frac{\Delta H_{298}^0}{19,14T} + \frac{\Delta S_{298}^0}{19,14} + \frac{\Delta C_{p_{298}}^0 M_0}{19,14} . \quad (2.23)$$

Для грубых расчетов можно пренебречь поправкой Улиха и нахождение $\ln K_p$ выполнить по выражению:

$$\ln K_p = -\frac{\Delta H_{298}^0}{19,14T} + \frac{\Delta S_{298}^0}{19,14} . \quad (2.24)$$

Следует иметь в виду, что расчеты по уравнению изотермы реакции достаточно точны только для идеальных газов или идеальных веществ.

Уравнение изотермы реакции широко используются в физической химии, в связи с тем, что оно позволяет делать вывод о возможности протекания той или иной реакции.

2.4 Равновесие в гетерогенных системах

Гетерогенной называется система, состоящая из отдельных частей, ограниченных физическими поверхностями раздела, – фаз. Гетерогенные системы могут быть построенными из одного (однокомпонентные) или нескольких (многокомпонентные) веществ. Число компонентов определяется числом различных веществ, составляющих систему, но в связи с тем, что они могут реагировать между собой, необходимо учитывать число возможных реакций между ними, т.е. число компонентов K равно разнице чисел разных веществ в системе и независимых реакций между ними. Число компонентов называется числом разного вида молекул, необходимых и достаточных для построения данной системы.

Общие условия равновесия гетерогенных систем – равновесие между всеми частями (фазами).

Условия равновесия остаются теми же, что и в гомогенной системе, т.е. при $T = \text{const}$, $P = \text{const}$, $\Delta G \rightarrow 0$, а $G \rightarrow G_{\min}$.

Однако условие равновесия гетерогенной системы зависит также от ее строения – числа фаз и числа компонентов. Это устанавливает связь между параметрами равновесия, в то же время отдельные параметры остаются свободными, т.е. могут занимать произвольные значения без изменения строения системы (числа фаз). Эта связь между параметрами равновесия и строением системы выражается правилом фаз Дж.В.Гиббса и Д.П.Коновалова, которые пришли к этому выводу независимо:

$$C = K + 2 - \Phi, \quad (2.32)$$

где C – число степеней свободы или параметры, которым можно при давать любые значения без изменения числа фаз в системе;

K – число компонентов;

Φ – число фаз в системе.

При сварке плавлением физико-химические процессы обычно протекают между газовой и жидкой фазами гетерогенной системы: шлаковой и металлической. Оксиды металлов и газы могут находиться в растворе, в металле, оксидах других металлов, кроме того, они могут находиться в виде паров в газовой фазе. В связи с этим удобно в химическом уравнении условно определить фазу, в которой находится металл, оксид металла или газ. В металлургии приняты такие обозначения:

- вещество находится в металлической фазе – его химическая формула ставится в квадратные скобки;

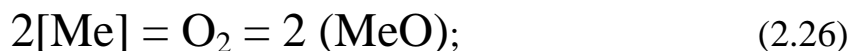
- вещество находится в шлаковой фазе – его химическая формула ставится в круглые скобки;
- вещество находится в газовой фазе – его химическая формула записывается без обозначения.

С учетом обозначений химические реакции записываются так:

- в газовой фазе (металл и его оксид находятся в виде пара):



- в трехфазной системе:



- в металлической фазе:



- обменная реакция между металлической и шлаковой фазами:



Последняя реакция происходит на поверхности раздела металлической и шлаковой фаз. При этом продукты реакции переходят в металлическую или шлаковую фазу в зависимости от их растворимости в этих фазах.

Запишем выражения для определения постоянной равновесия для разных гетерогенных систем:

- для монофазной системы (2.25):

$$K_P = \frac{P_{\text{MeO}}^2}{P_{\text{Me}} P_{\text{O}_2}}; \quad (2.29)$$

- для трехфазной системы (2.26):

$$K_P = \frac{C_{(\text{MeO})}^2}{C_{[\text{Me}]} P_{\text{O}_2}}; \quad (2.30)$$

- для обменной реакции между металлом и шлаком:

$$K_P = \frac{C_{Me'O}^m C_{Me''}^n}{C_{Me_n O_m}^m C_{Me'}^m} \quad (2.31)$$

Для удобства написания обычно знаки концентрации «С» (если концентрация выражена в молярных долях) в формулах для определения КР не ставят, а поэтому выражения (2.30) и (2.31) можно записать так (соответственно):

$$K_P = \frac{[MeO]^2}{[Me]^2 P_{O_2}}, \quad (2.32)$$

$$K_P = \frac{[Me'O]^m [Me'']^n}{[Me_n O_m]^m [Me']^m}. \quad (2.33)$$

Однако если концентрации выражены в массовых процентах, то перед химическим законом вещества пишется знак «%». Например, выражение (2.32) принимает такой вид:

$$K_P = \frac{[\%MeO]^2}{[\%Me]^2 P_{O_2}}. \quad (2.34)$$

Оксиды вступают в химические реакции только тогда, когда они находятся в свободном состоянии. Для сварочных шлаков это возможно при высоких температурах. Например, при сварке сталей такими температурами могут быть температуры расплавленного шлака ($T \geq 1500K$). При понижении температуры оксиды образуют химические комплексы ($Mn \cdot SiO_2$ – силикаты, $CaO \cdot Al_2O_3$ – алюминаты, $MqO \cdot TiO_2$ – титанаты), не вступающие в химические реакции. Для того чтобы воспользоваться законом действующих масс, в данном случае вводится понятие активности **a** (моль/л). Активность определяется как

$$a = fC, \quad (2.35)$$

где f – коэффициент активности, зависящий от природы оксидов, температуры и других факторов;

C – концентрация оксидов в растворе.

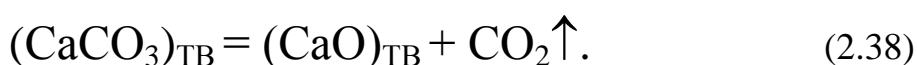
С учетом активности оксидов постоянную равновесия для уравнений (2.31) и (2.33) можно записать так:

$$K_P = \frac{a_{Me'O}^m [Me'']}{a_{Me_nO_m} [Me']^m}; \quad (2.36)$$

$$K_P = \frac{f_1^m [Me'O]^m [Me'']^n}{f_2 [Me''O_m] [Me']^m}, \quad (2.37)$$

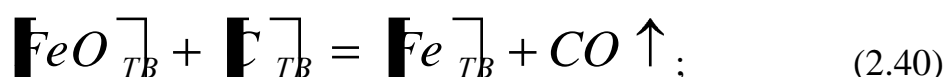
где f_1 и f_2 – коэффициенты активности оксидов $(Me'O)$ и $Me''O_m$ соответственно.

Правило фаз Гиббса-Коновалова четко проявляется, если в системе реагирующих веществ имеются вещества, находящиеся в твердом состоянии:



В этой системе $K = 1$, $\Phi = 2$, поэтому $S = 1$, а это значит, что $K_P = P_{CO_2}$.

Аналогично для реакции:



$$K_P = P_{CO}. \quad (2.41)$$

Для расчетов равновесия в сварочных процессах следует учитывать их летучесть при нагревании, которая для отдельных составов шлаков может быть значительной.

2.5 Степень полноты реакции и состав равновесной смеси

В общем случае система в состоянии химического равновесия представляет собой равновесную смесь, количественное соотношение между веществами в которой определяется постоянной равновесия. Величина K_P определяет степень полноты или завершенности реакции. Чем больше K_P , тем больше в равновесной смеси веществ, стоящих в правой части уравнения реакции, и при $K_P \rightarrow \infty$ в смеси содержатся только продукты реакции, т.е. реакция полностью завершена.

Если известен равновесный состав смеси, то, имея состав исходной неравновесной смеси, можно рассчитать:

- возможную степень преобразования того или другого исходного вещества в данной химической реакции;

- отношение количества вещества, вступившего в реакцию, к тому его количеству, которое было в исходной смеси;
- выход продукта реакции – максимальное количество продукта, которое можно получить из определенного количества исходной смеси известного состава при данных условиях

Состав равновесной смеси можно определить или с помощью величин, характеризующих степень полноты реакции, или с использованием закона сохранения массы элементов, в соответствии с которым число атомов каждого элемента, входящего в состав веществ, принимающих участие в реакции, не изменяется в процессе реакции. Т.е. в термодинамических системах с постоянной массой реагирующих веществ сохраняется равенство чисел атомов каждого элемента в исходной смеси и в продуктах химической реакции на всех стадиях процесса.

Степень полноты реакции может быть выражена одной из следующих характеристик: мерой реакции, степенью преобразования, степенью диссоциации.

Меру реакции определяют по формуле

$$\Delta\xi = \frac{\Delta n_i}{\nu_i} = \frac{n_i - N_i}{\nu_i}, \quad (2.42)$$

где n_i и N_i – число молей вещества и в равновесной и в исходной смеси соответственно;

ν_i – стехиометрический коэффициент.

Отсюда

$$n_i = N_i + \Delta n_i = N_i + \nu_i \Delta\xi. \quad (2.43)$$

Мера реакции связана и со значением стехиометрического коэффициента в уравнении реакции.

Степень превращения представляет собой долю любого реагента, превращающегося на момент достижения равновесия в данных условиях. Если степень превращения, например, вещества А обозначить как X_A , то можно записать:

$$X_A = \frac{N_A - n_A}{N_A} = \frac{-\Delta n_A}{N_A}, \quad (2.44)$$

где Δn_A – изменение числа молей вещества А.

Из отношения

$$\frac{\Delta n_A}{\nu_A} = \frac{\Delta n_B}{\nu_B} = \dots = \frac{\Delta n_i}{\nu_i} = \Delta\varepsilon = \text{const} \quad (2.45)$$

имеем

$$\Delta n_i = \Delta n_A \frac{\nu_i}{\nu_A} = \Delta n_A q_i = -X_A N_A q_i, \quad (2.46)$$

где $q_i = \frac{\nu_i}{\nu_A}$.

Степень диссоциации α представляет собой долю вещества, продиссоциировавшую на момент достижения равновесия:

$$\alpha = \frac{N_A - n_A}{N_A} = \frac{-n_A}{N_A}. \quad (2.47)$$

2.6 Достижение равновесия в сварочных процессах

Вопрос о достижении равновесия в зоне сварки имеет принципиальное значение для проведения и оценки достоверности металлургических расчетов. Применительно к сварочным системам необходимо рассматривать равновесие между металлом и шлаком, в газовой фазе, между металлом и газом.

Реакции в газовой фазе протекают при наиболее высокой температуре, в связи с чем скорость протекания реакции чрезвычайно высока. В газовой фазе реакции успевают дойти до конца, и поэтому можно считать, что реакции достигают равновесия, а их реальные показатели совпадают с расчётными.

Реакции между металлом и шлаком, между газом и металлом вследствие меньшей температуры и малого времени контакта, т.е. малого времени прохождения этих реакций, обычно не доходят до состояния равновесия. В связи с этим применительно к жидким фазам можно оценивать расстояние к состоянию равновесия. Равновесная температура, рассчитанная по остаточным содержаниям различных веществ, получается различной для реакций, протекающих в одинаковых условиях. Это также свидетельствует о том, что реакции не доходят до конца. Несмотря на то, что расчёты по величине постоянных равновесия являются недостаточно точными, они всё же дают важный материал для обсуждения хода и результатов металлургических реакций.

2.7 Принцип подвижности равновесия

На состояние химического равновесия влияет концентрация реагирующих веществ, температура, а для газообразных веществ – и давление. При изменении одного из этих параметров равновесия нарушается и концентрация всех реагирующих веществ. Изменяется до момента установления нового равновесия, но уже с другим значением равновесных концентраций. Подобный переход реакционной системы из одного состояния равновесия к другому называется **смещением химического равновесия**.

Если при изменении условий увеличивается концентрация конечных продуктов, то говорят о смещении равновесия вправо. Если же увеличивается концентрация исходных веществ, то равновесие при изменении концентрации, температуры и давления определяется общим положением, которое известно под названием *принципа Ле-Шателье*, или принципа подвижного равновесия. Согласно этому принципу, если на систему, находящуюся в состоянии равновесия, подействовать извне (изменить концентрацию, температуру и давление), то это действие будет способствовать той реакции из двух противоположных, которая будет ослаблять это действие.

Как пример применения расчётов для анализа процесса рассмотрим реакцию диссоциации молекулы водорода:



Для характеристики реакции диссоциации очень удобно воспользоваться понятием системы диссоциации, характеризующейся отношением количества молекул, распавшихся на момент достижения равновесия, к исходному их количеству. Обозначив степень диссоциации через α , общее давление через P , а количество молекул в условии объёме через n , получим:

- количество частиц атомарного водорода:

$$n_A = 2\alpha n; \quad (2.49)$$

- количество молекул, оставшихся в объёме после диссоциации:

$$n_{A2} = n - n_A = n - \alpha n = n(1 - \alpha); \quad (2.50)$$

- общее количество частиц в их смеси:

$$n_\Sigma = n_{A2} + n_A = n(1 - \alpha) + 2\alpha n = n(1 + \alpha); \quad (2.51)$$

- парциальное давление атомарного водорода:

$$p_A = \frac{n_H}{n_E} p = \frac{2\alpha}{1 + \alpha} p; \quad (2.52)$$

- парциальное давление молекулярного водорода:

$$p_{H_2} = \frac{n_{H_2}}{n_\Sigma} p = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} p. \quad (2.53)$$

Определим постоянную равновесия реакции диссоциации:

$$Kp = \frac{P_{H_2}^2}{P_{H_2}} = \frac{4\alpha^2(1 + \alpha)p^2}{(1 + \alpha)^2(1 - \alpha)p} = \frac{4\alpha^2}{1 - \alpha^2} p. \quad (2.54)$$

Из этого уравнения определим величину степени диссоциации при равновесном процессе:

$$\alpha = \sqrt{\frac{K_p}{4p + K_p}} \quad (2.55)$$

Если тип реакции диссоциации такой:



то степень диссоциации определяется из выражения

$$\alpha = \sqrt{\frac{K_p}{P + K_p}} \quad (2.57)$$

Согласно изотерме реакции Вант-Гоффа, K_p зависит от температуры и давления, а значит, равновесие подвижно.

Расчеты, выполненные В.И. Дятловым, определяют зависимость степени диссоциации и парциальных давлений молекулярного и атомарного водорода от температуры (рис. 2.4).

Как видно из рисунка 2.4, при температуре сварочной дуги, характерной для сварки сталей (5000...6000K), водород находится полностью в атомарном состоянии.

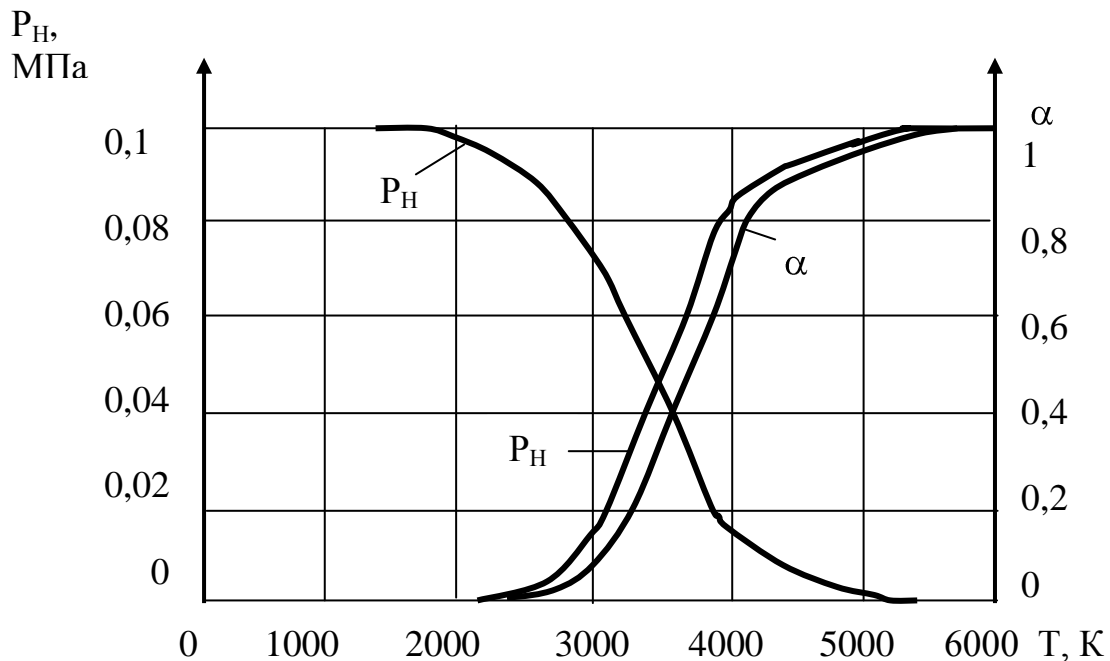


Рисунок 2.4 – Зависимость степени диссоциации α и парциальных давлений молекулярного и атомарного водорода от температуры диссоциации

Подобно водороду, в сварочной дуге диссоциируют и другие газы: азот, кислород, углекислый газ, пары воды и другие (рис. 2.5).

При $P = \text{const}$ равновесие обратимых реакций вытекает из выражений (2.32) и (2.33); если P растёт, то α уменьшается при постоянной температуре, т.е. равновесие смещается в сторону меньшего числа газовых молекул.

В связи с высокой активностью атомарных газов при температурах сварочной дуги усиливается их взаимодействие с расплавленным металлом. Для предупреждения этого взаимодействия выполняют защиту зоны действия сварочной дуги защитными газами, флюсами, электродными покрытиями и другим.

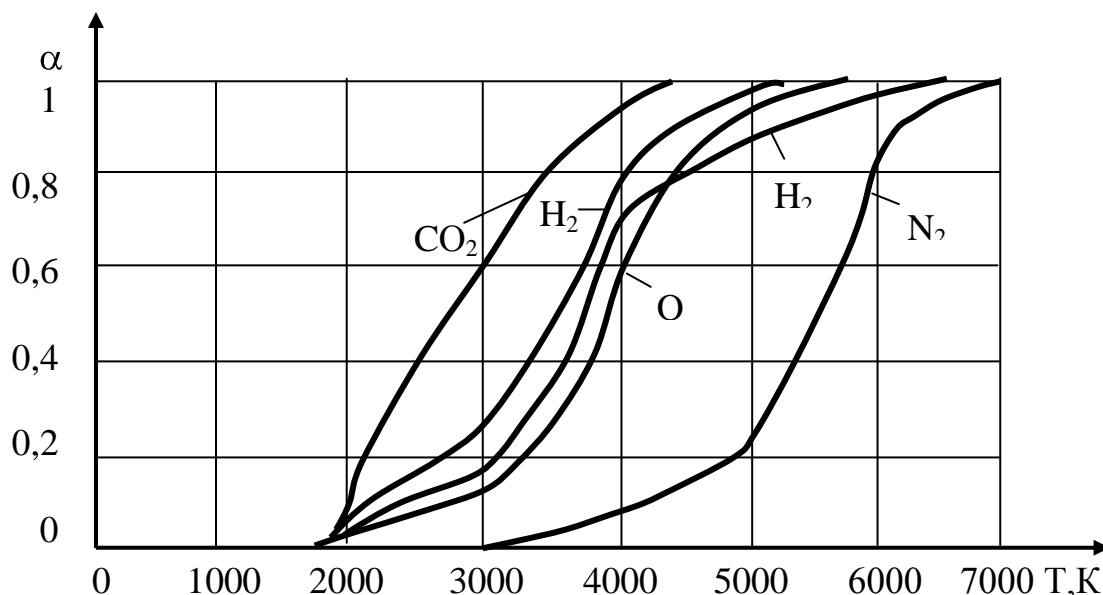


Рисунок 2.5 – Зависимость степени диссоциации CO_2 , H_2 , O_2 , H_2O -пары и N_2 от температуры диссоциации

3 Раздел 3. ОСНОВЫ ТЕПЛОВЫХ РАСЧЕТОВ ПРИ СВАРКЕ

3.1 Задачи расчёта тепловых процессов при сварке

При сварке в связи с применением источника тепла высокой температуры происходит расплавление кромок свариваемого изделия, расплавленный объём металла кристаллизуется и образует сварной шов. Однако тепло источника нагрева идёт не только на образование сварного шва, но, вследствие теплопроводности, оно распространяется в участке основного металла, расположенного рядом со швом, который мы будем называть зоной термического влияния.

Это тепловое воздействие источника нагрева вызывает в зоне термического влияния структурные превращения, а также объёмные изменения, ведущие к образованию тепловых деформаций, остаточных напряжений и к появлению холодных трещин.

Изучение тепловых процессов даёт возможность:

- 1) предусмотреть результаты процесса распространения тепла в зоне термического влияния и регулировать эти процессы в околошовной зоне;

2) произвести расчёт параметров сварного шва (зоны проплавления) по известному режиму сварки или, наоборот, решать обратную задачу, т.е. рассчитывать режим сварки по заданным параметрам сварного шва;

3) выполнить расчёт процессов плавления электродного металла.

На характер процессов, протекающих в зоне термического влияния, влияют следующие основные факторы:

- 1) тепловое воздействие источника тепла;
- 2) теплофизические свойства металла и зоны теплопроводности;
- 3) геометрическая форма и размеры изделия;
- 4) теплоотдача в окружающую среду.

3.2 Теплопроводность металла

3.2.1 Температурное поле

Неравномерное распределение температуры в свариваемом металле является неустойчивым, т.е. после прекращения сварки с течением времени температура зоны термического влияния выравнивается, и более нагретые ее части отдают своё тепло менее нагретым вследствие теплопроводности.

Выравнивание температуры происходит за счёт теплопроводности свариваемых материалов. В металле это единственный механизм распространения тепла.

Совокупность температур в пространстве называется температурным полем. Если речь идёт об ограниченном теле, то под температурным полем следует понимать распределение температур в данный момент времени в данном теле.

Температурное поле описывают уравнениями, отнесёнными к определённой системе пространственных координат (чаще прямоугольных):

$$T = f(X, Y, Z). \quad (3.1)$$

Температура выражена как функция координат точки.

Так как в неравномерно нагретом теле температурное поле непрерывно изменяется во времени, то процессы распространения тепла следует характеризовать совокупностью мгновенных температур в течение определённого промежутка времени, т.е. процесс распространения тепла должен быть описан уравнением такого вида:

$$T = f(X, Y, Z, t). \quad (3.2)$$

Температурное поле характеризуется изотермическими поверхностями. Изотермическая поверхность представляет собой геометрическое место точек, имеющих одинаковую температуру.

Изотермические поверхности пересекаться не могут, т.к. в точках их пересечения имели бы место разные температуры.

При пересечении изотермической поверхности плоскостью получим изотермические кривые (рис.3.1).

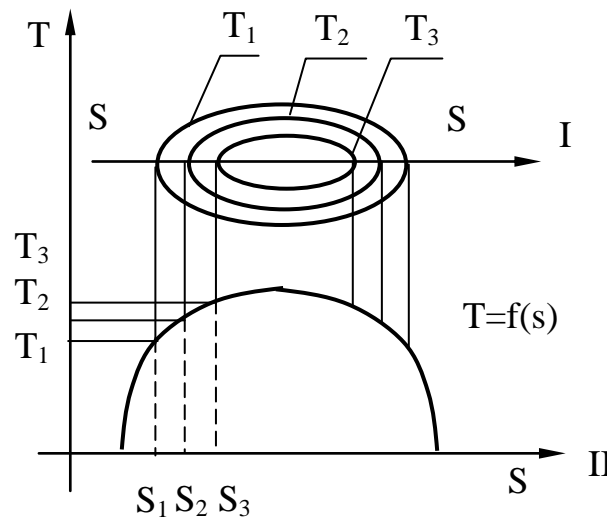


Рисунок 3.1 – Изотермические кривые I и распределение температуры в температурном поле II

Плотность расположения этих кривых характеризует неравномерность распределения температуры:

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{T_1 - T_2}{\Delta S} = \frac{dT}{dS} = \text{grad}_S T, \quad (3.3)$$

где S – заданное направление в температурном поле.

Градиент температур характеризует неравномерность распределения температуры в заданном направлении. Градиент по касательной равен 0, градиент по нормали максимальный, градиент промежуточный равен

$$\text{grad}_S T = \text{grad}_n T \cos \alpha, \quad (3.4)$$

где α – угол между нормалью и направлением S .

Так как $\text{grad}_n T = dT/dn$, то

$$\frac{dT}{dS} = \frac{dT}{dn} \cos \alpha, \quad (3.5)$$

где n – нормаль к теплопроводящей поверхности

3.2.2 Закон теплопроводности Фурье

В твердых телах теплота передается методом теплопроводности.

При теплопередаче количество передаваемой теплоты пропорционально $\text{grad}_n T$, площади теплопередачи и времени теплопередачи:

$$dQ = -\lambda \frac{dT}{dn} dF dt, \quad (3.6)$$

где « $-$ » означает, что теплота передается в сторону понижения температуры.

$$\frac{dQ}{dt} = \Phi \quad \text{— тепловой поток;}$$
$$\frac{dQ}{dF dt} = q \quad \text{— удельный тепловой поток;}$$

$$q = -\lambda \frac{dT}{dn} \quad (3.7)$$

— **уравнение теплопроводности Фурье**, которое заключается в том, что удельный тепловой поток пропорционален градиенту температур.

Коэффициент теплопроводности характеризует способность веществ передавать теплоту.

Коэффициент теплопроводности — удельный тепловой поток при $\text{grad}_n T = 1$. Теплопроводность зависит от природы вещества и от температуры.

3.2.2.1 Этапы теплопередачи

При нагреве тела дугой область повышенных температур со временем увеличивается, затем она достигает своих предельных размеров, которые с течением времени остаются неизменными. Такое состояние процесса, когда размеры нагретой зоны уже не увеличиваются, называется предельным, или установившимся. Следовательно, в процессе нагрева различают 2 периода:

- 1) теплонасыщение, при котором размеры нагретой зоны увеличиваются;
- 2) предельное, или установившееся, состояние.

Иногда отличают и третий период — период выравнивания температуры после сварки.

При неподвижном источнике тепла температурное поле предельного состояния называется стационарным. При перемещении дуги по изделию температурное поле в предельном состоянии, сохраняя свою форму и размеры, скользит вместе с дугой.

Если отнести температурное поле к подвижной системе координат, то это поле оказывается как бы неподвижным. Поэтому такое температурное поле называется квазистационарным.

Теоретически предельное состояние устанавливается при длительном действии источника теплоты. Практически предельное состояние устанавливается спустя 3...5с после начала процесса сварки.

3.2.3 Теплофизические свойства металла

1 *Теплосодержание*: $[S] = \frac{Дж}{г}$.

Под теплосодержанием понимают количество тепла, сообщённое телу при нагревании его до определённой температуры и отнесённое к единице массы.

В технических расчётах теплосодержание отсчитывают в пределах температур ($T = 273K$) по шкале абсолютных температур (Кельвина).

Например, для Fe при нагревании от 273K до 1900K теплосодержание возрастает на $1460 \frac{Дж}{г}$:

$$S_{Fe1873} = 1460 \frac{Дж}{г}.$$

В критических точках и при температуре плавления, соответствующих аллотропическим превращениям железа из α в γ , теплосодержание изменяется скачкообразно, т.к. эти процессы сопровождаются тепловыми явлениями.

2 *Теплоёмкость*: $[C] = \frac{Дж}{гK}$.

Под теплоёмкостью понимают предел отношения количества тепла, сообщённого телу, к соответствующему изменению температуры:

$$C = \frac{dS}{dT}.$$

Под удельной теплоёмкостью понимают теплоёмкость, отнесенную к единице массы ($\frac{Дж}{г \cdot K}$).

В критических точках независимо от температуры понятие истинной теплоёмкости теряет смысл, т.к. количество тепла меняется, а температура остаётся постоянной. Так как зависимость теплоёмкости от температуры сложная, то в технической системе пользуются средней теплоёмкостью:

$$C_{cp} = \frac{S_2 - S_1}{T_2 - T_1}; \quad (3.8)$$

для низкоуглеродистой стали в интервале температур от 273 до 1873K:

$$C_{cp} = 0,5 \frac{Дж}{г \cdot K}.$$

3 Объемная теплоемкость – это произведение удельной теплоемкости и плотности вещества ($c \cdot \gamma$). Для жидкой стали при $T \approx 1800\text{K}$ $\gamma = 7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$,
 $C = 1,01 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{К}}.$

$$\gamma = \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}},$$

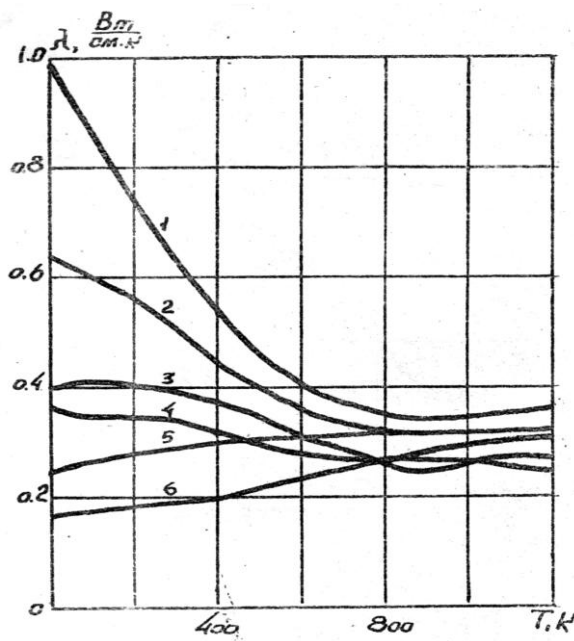
при использовании $C_{\text{ср}}$ имеем:

$$C_{\text{ср}} \gamma = 5,0 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}.$$

4 Коэффициент теплопроводности – λ , $\lambda = \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}.$

Величина λ зависит от химического состава металла, его структуры и температуры.

При нормальной температуре коэффициенты теплопроводности различаются, но по мере повышения температуры это различие регулируется, и при температурах более 1873 К коэффициенты теплопроводности становятся примерно одинаковыми (рис.3.2).



- 1 – электролитическое железо; 2 – низкоуглеродистая сталь с 0,1%С;
 3 – углеродистая сталь с 45% С, 0,08% Si, 0,07% Mn;
 4 – низколегированная сталь с 10% С, 0,02% Si, 0,4% Mn, 4,98% Cr;
 5 – сталь с 1,52% С, 0,38% Si, 0,38% Mn, 13,1% Cr;
 6 – хромоникелевая сталь (коррозионно-стойкая) типа 18-8

Рисунок 3.2 – Теплопроводность λ различных марок стали в зависимости от температуры

5 Коэффициент температуропроводности:

$$\alpha = \frac{\lambda}{c\gamma}; \quad \left[\frac{\text{Дж} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{К}}{\text{К} \cdot \text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{Дж}} = \frac{\text{см}^2}{\text{с}} \right]. \quad (3.9)$$

Коэффициент температуропроводности характеризует скорость выравнивания температуры в неравномерно нагретом теле; он зависит от температуры.

3.2.4 Конвективная и лучистая теплопередачи

При омывании нагретого тела жидкостью или газом контактируемые слои нагреваются, плотность их уменьшается. Эти слои вытесняются более плотными холодными слоями. Такой теплообмен называется конвективным. Интенсивность теплопередачи зависит от свойств охлаждающей среды и интенсивности её перемещения. Если среду вынуждать перемещаться быстрее, то нагретое тело будет больше отдавать теплоты в единицу времени. В целом считают, что отдаваемый удельный тепловой поток q_k пропорционален разности температур нагретого тела и окружающей среды.

$$q_k = \alpha_k (T - T_0), \quad (3.10)$$

где α_k – коэффициент конвективной теплоотдачи;

$$\left[\alpha_k = \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{см} \cdot \text{с}} \right];$$

T – температура поверхности нагретого тела, К;

T_0 – температура жидкости или газа, К.

Величина α_k зависит от формы и размеров поверхности тела, отдающего тепло, от физических свойств поверхности, т.е. от качества обработки его, от свойств окружающей среды, от разности температур.

Зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи от указанных параметров выражают эмпирическими формулами или графиками.

α_k зависит от природы вещества и условий, при которых происходит теплообмен. С повышением температуры α_k увеличивается.

3.2.5 Лучистый теплообмен

Нагретые тела излучают электромагнитные волны, которые, проходя через непрозрачное вещество, поглощаются им в виде тепловой энергии. Согласно закону Стефана – Больцмана удельный тепловой поток с нагретых тел пропорционален разности температур в 4-й степени:

$$q_{\text{л}} = \frac{T^4 - T_0^4}{100} C, \quad (3.11)$$

где C – коэффициент черноты:

$$C = \varepsilon C_0, \quad (3.12)$$

здесь C_0 – коэффициент черноты для абсолютно чёрного тела;

ε – степень черноты, которая изменяется в пределах от нуля до единицы. Для абсолютно черного тела $\varepsilon = 1$.

Для упрощения расчетов можно считать, что

$$q_{\text{л}} = \alpha_{\text{л}} (T - T_0), \quad (3.13)$$

где $\alpha_{\text{л}}$ – коэффициент лучистого теплообмена.

Конвективный и лучистый теплообмены происходят одновременно. При высоких температурах преобладает лучистый, а при низких температурах – конвективный теплообмен.

$$q_n = \alpha_n (T - T_0) \approx q_k + q_{\text{л}} = \alpha_k (T - T_0) + \alpha_{\text{л}} (T - T_0).$$

3.3 Общее дифференциальное уравнение теплопроводности

3.3.1 Вывод уравнения

Выделим условно в пространстве бесконечно малый участок тела размерами dX , dY , dZ . Теплота передается в нем методом теплопроводности от более нагретой грани к менее нагретой (рис. 3.3). Например, в направлении X – от грани I к грани II.

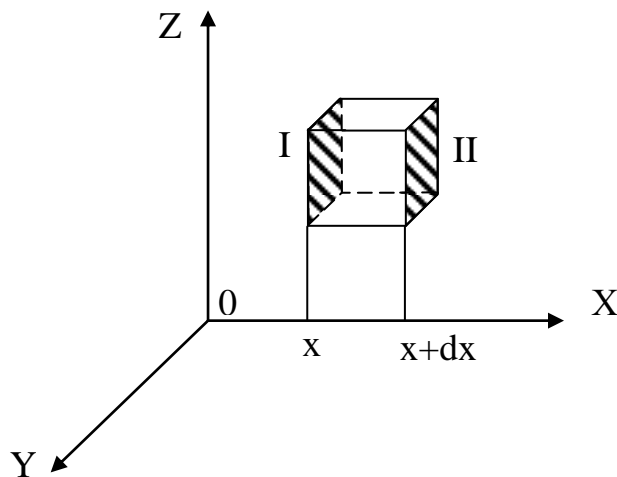


Рисунок 3.3 – Распределение теплоты

Удельный тепловой поток в направлении от X составляет

$$qX - q_{X+dX} = dq_X. \quad (3.15)$$

Согласно закону теплопроводности общее количество теплоты, прошедшее в направлении X через площадку размером dY , dZ за время dt , составляет

$$dQ_x = dq_x dydzdt = \frac{dq_x}{dx} dx dy dz dt. \quad (3.16)$$

Аналогично в других направлениях:

$$dQ_y = \frac{dq_y}{dy} dx dy dz dt, \quad (3.17)$$

$$dQ_z = \frac{dq_z}{dz} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \quad (3.18)$$

Суммарное количество теплоты, передаваемой во всех направлениях

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \left(\frac{dq_x}{dx} + \frac{dq_y}{dy} + \frac{dq_z}{dz} \right) dx dy dz dt. \quad (3.19)$$

Согласно закону теплопроводности Фурье

$$\begin{aligned} dq_x &= -\lambda_x \frac{dT}{dx}; \\ dq_y &= -\lambda_y \frac{dT}{dy}; \\ dq_z &= -\lambda_z \frac{dT}{dz}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Подставим выражения (3.20) в формулу (3.19):

$$dQ = \left(\frac{d}{dx} \left(-\lambda_x \frac{dT}{dx} \right) + \frac{d}{dy} \left(-\lambda_y \frac{dT}{dy} \right) + \frac{d}{dz} \left(-\lambda_z \frac{dT}{dz} \right) \right) dx dy dz dt, \quad (3.21)$$

или

$$dQ = \left(-\lambda_x \frac{d^2 T}{dx^2} - \lambda_y \frac{d^2 T}{dy^2} - \lambda_z \frac{d^2 T}{dz^2} \right) dx dy dz dt. \quad (3.22)$$

Количество накопившейся теплоты в объеме dV можно представить, как

$$Q = cm\Delta T,$$

или

$$dQ = c\gamma dx dy dz \frac{dT}{dt} dt. \quad (3.23)$$

Сравнивая выражения (3.23) и (3.22), получим:

$$c\gamma dx dy dz \frac{dT}{dt} dt = -\lambda \underbrace{\left(\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{d^2 T}{dy^2} + \frac{d^2 T}{dz^2} \right)}_{\text{оператор Лапласа } \nabla^2 T \text{ (}\nabla \text{ - набла)}} dx dy dz dt. \quad (3.24)$$

Если $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$, то

$$\frac{dT}{dt} = -a \nabla^2 T \quad (3.25)$$

– общее дифференциальное уравнение теплопроводности (ОДУТ).

Физический смысл ОДУТ - это скорость изменения температуры в какой-либо точке в зависимости от неравномерности её распределения в окрестностях этой точки. Это уравнение характерно для нагрева бесконечно больших тел, т.е. таких, границы которых не влияют на теплоотдачу.

Если в одном из направлений температура постоянна, например $T_z = \text{const}$, то $\frac{dT}{dz} = 0$ и $\frac{d^2 T}{dz^2} = 0$; тогда для плоских тел ОДУТ принимает вид

$$\frac{dT}{dt} = -a \left(\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{d^2 T}{dy^2} \right). \quad (3.26)$$

Для стержней:

$$T_y = \text{const} \text{ и } T_z = \text{const};$$

$$\frac{dT}{dy} = 0; \quad \frac{d^2 T}{dy^2} = 0; \quad \frac{dT}{dz} = 0; \quad \frac{d^2 T}{dz^2} = 0.$$

В связи с этим

$$\frac{dT}{dt} = -a \frac{d^2T}{dx^2} . \quad (3.27)$$

Решение ОДУТ позволяет вычислить температуру в любой точке и в любой момент времени. Для решения ОДУТ необходимы начальные и граничные условия, определяющие нагрев металлоконструкции при сварке.

3.3.2 Начальные условия

Начальные условия – распределение температуры в теле к началу действия источника тепла при $t = 0$, $T = T_0$. Распределение температуры в теле описывается математической зависимостью.

Для упрощения расчетов принимают, что к началу действия источника тепла температура распределена равномерно. Она может быть равна 273К. Начальную температуру принимают за начало отсчета. К ней как бы пристраивается последующий процесс распространения тепла.

3.3.3 Граничные условия первого и второго рода

Условия **первого** рода заключаются в том, что по всей границе тела температура постоянна. Это возможно при интенсивном теплоотводе с границы тела, например при охлаждении свариваемых элементов водой. С охлаждением свариваются аустенитные кислотостойкие стали, сталь Гатфильда, применяемая при абразивном изнашивании. Для моделирования условий первого рода возьмём тело с источником нагрева в точке O . В условном теле, расположенном в точке O_1 , размещается такой же источник нагрева, но с противоположным направлением теплоотдачи – сток теплоты. Для определения истинной температуры на границе необходимо сложить действия этих источников. Для наличия изотермической границы необходим сток теплоты (рис. 3.4).

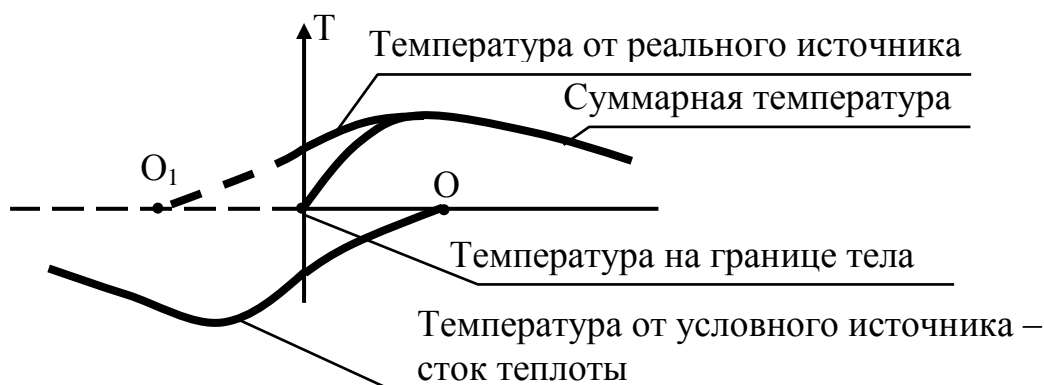


Рисунок 3.4 – Модель изотермической границы

Изотермические условия соблюдаются тогда, когда отношение $\alpha/\lambda \rightarrow \infty$. Это значит, что очень велика теплоотдача на поверхности тела и мала теплопроводность.

Условия **второго** рода – адиабатическая граница. Под адиабатической границей понимают нетеплопроводную границу. Это возможно, когда внутри тел проявляются большие тепловые потоки, а на границе – пренебрежимо малые. Моделировать эту границу можно так: если граница нетеплопроводна, то на ней температура в два раза выше, чем на теплопроводной границе (рис. 3.5). Адиабатические условия: $\alpha/\lambda \rightarrow \infty$; $q_s^n = 0$ (удельный тепловой поток с поверхности тела). Адиабатической можно считать поверхность тела, соприкасающуюся с воздухом при кратковременном нагреве.

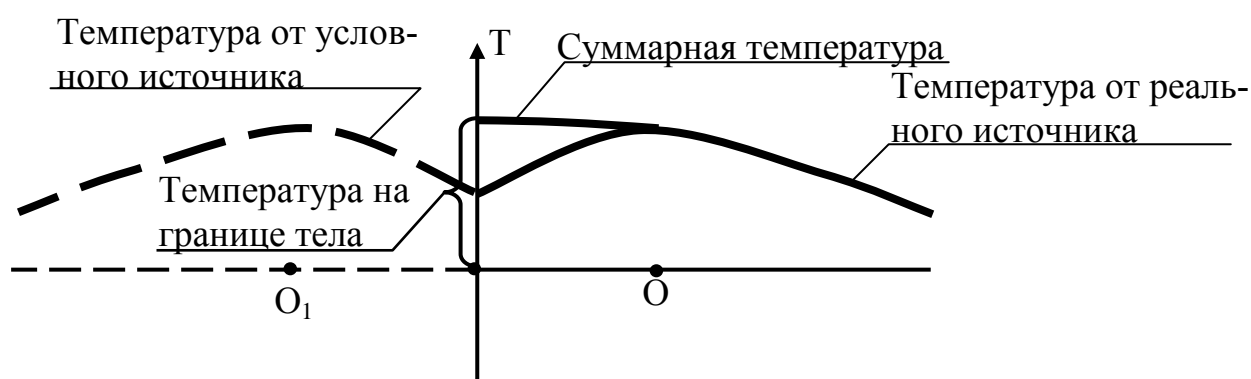


Рисунок 3.5 – Модель адиабатической границы

3.3.4 Методы решения общего дифференциального уравнения теплопроводности

Имея дифференциальное уравнение теплопроводности и задавшись граничными условиями, решают задачи распределения температуры в теплопроводящем теле. Для решения задач применяют численный и аналитический методы. При расчетах по численному методу дифференциальное уравнение теплопроводности заменяется соответствующим уравнением в конечных разностях.

Такое уравнение дает возможность рассчитывать процессы распространения тепла шаг за шагом, исходя из начального распределения температуры. Расчеты можно вести только для данных условий задачи при определенных численных значениях всех постоянных параметров.

Весь тепловой процесс разбивается на этапы, и расчет производится для каждого этапа в отдельности. Этот метод отличается громоздкостью, не дает общего решения задачи и применяется тогда, когда получение аналитического решения ввиду сложности условий задачи становится трудоемким или вообще недоступным.

Аналитические методы состоят в нахождении алгебраического уравнения процесса, удовлетворяющего дифференциальному уравнению теплопроводности

и граничным условиям. Мы будем пользоваться методом источников, разработанным Рыкалиным Н.Н.

Аналитические методы пригодны только для процессов, описываемых линейными дифференциальными уравнениями при линейных граничных условиях, т.е. для тех случаев, когда коэффициенты α , $c\gamma$, λ можно считать независимыми от температуры.

В настоящее время решение общего дифференциального уравнения теплопроводности с достаточной точностью выполняется на ПЭВМ.

3.3.5 Метод источников

Метод источников наиболее удовлетворительно описывает процессы нагрева и охлаждения металла при сварке, связанные с местным выделением тепла.

Использование метода возможно в наиболее простой форме, если область распространения тепла неограниченна, а источник сосредоточен в весьма малом объеме.

Во всех случаях решение связано с неограниченно большим теплом и представляет собой частные решения общего дифференциального уравнения теплопроводности с учетом граничных условий (в качестве граничного условия мы принимаем, что тело не обменивается теплом с окружающей средой).

Метод источников предусматривает наличие 3 видов источников: *мгновенного сосредоточенного точечного источника, мгновенного сосредоточенного линейного источника и мгновенного сосредоточенного плоского источника.*

Мгновенный сосредоточенный точечный источник нагрева. Допустим, что мы имеем неограниченно большое тело: $\alpha = \text{const}$; $c\gamma = \text{const}$; $\lambda = \text{const}$; начальная температура тела равна 273 К. В месте нахождения источника $T_n = \infty$. В этом неограниченно большом теле в начальный момент времени ($t = 0$) в бесконечно малом элементарном объеме dX, dY, dZ сосредоточено какое-то количество тепла Q (Дж). Эту теплоту источник выделяет мгновенно и однократно. Совместим начало прямолинейной системы координат с нашим элементарным объемом (рис. 3.6).

С учетом описанных начальных и граничных условий решается общее дифференциальное уравнение теплопроводности. Решение при этом получается в следующем виде:

$$T_{(x,y,z,t)} = \frac{Q}{c\gamma 4\pi\alpha} e^{\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right)} + T_0, \quad (3.28)$$

где $R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$ – расстояние от источника до заданной точки тела;

t – время, через которое мы определяем температуру в заданной точке тела.

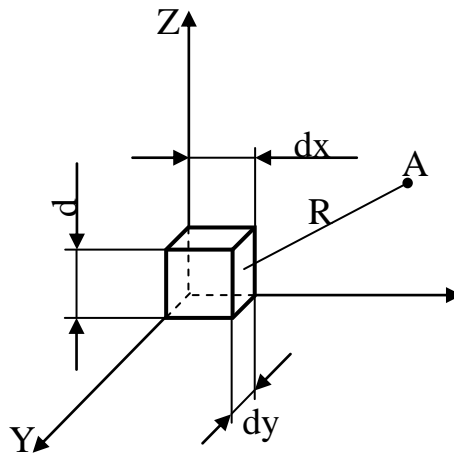


Рисунок 3.6 – Схема мгновенного сосредоточенного источника нагрева

Тепло распространяется симметрично относительно начала координат, т.е. температура в любой точке тела определится радиус-вектором R и величиной t . Изотермические поверхности представляют собой сферы с постоянным радиусом и центром в точечном источнике.

Мгновенный сосредоточенный линейный источник. Такой источник можно представить как тело с бесконечно малыми размерами в двух направлениях и конечным размером в одном направлении (рис. 3.7). Линейный источник можно представить в виде точечных, выстроенных в ряд. Пусть в линейном источнике находится Q джоулевой теплоты. Тогда количество теплоты в единице длины составляет $Q_1/l = Q$, Дж.

Начальные и граничные условия:

- 1 Во всем нагреваемом теле $T = 273$ К, в источнике $T_{ист} = \infty$.
- 2 Границы тела не влияют на теплопередачу.

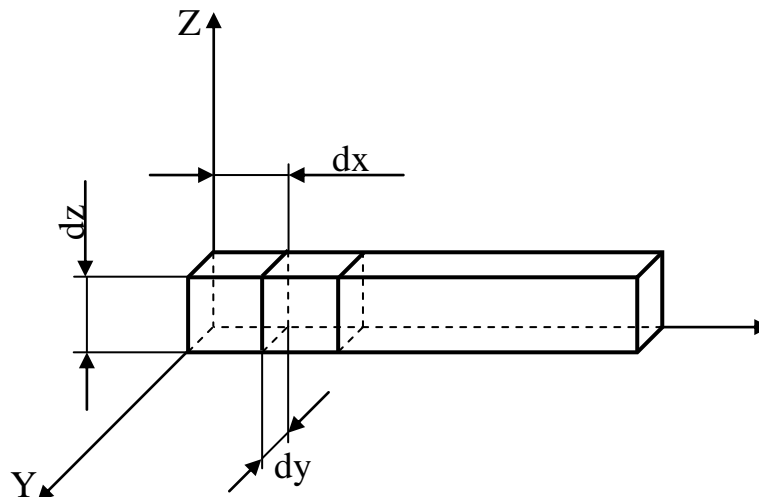


Рисунок 3.7 – Схема мгновенного сосредоточенного линейного источника теплоты

При таких начальных и граничных условиях решение ОДУТ имеет вид

$$T(r, t) = \frac{Q_1}{c\gamma 4\pi\alpha t} e^{\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right)} + T_0, \quad (3.29)$$

где $r^2 = x^2 + z^2$.

Изотермическими поверхностями температурного поля от действия мгновенного сосредоточенного линейного источника теплоты являются коаксиальные цилиндры с осью, совпадающей с расположением источника теплоты и различными радиусами.

Мгновенный сосредоточенный плоский источник теплоты. В неограниченно большом теплопроводящем теле, имеющем начальную температуру $T_0 = 273 \text{ K}$, выделим бесконечно тонкий плоский слой толщиной dZ , расположенный в плоскости XOY (рис. 3.8) с конечными размерами в направлении $OX - b$ и $OY - l$.

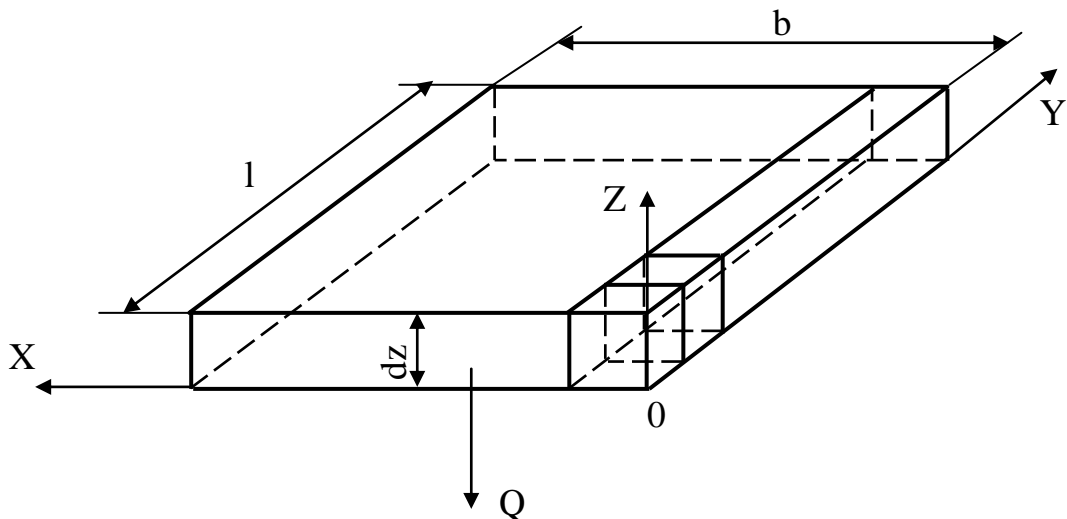


Рисунок 3.8 – Схема мгновенного сосредоточенного плоского источника теплоты

Мгновенный сосредоточенный плоский источник теплоты можно представить как состоящий из мгновенных линейных и точечных источников, расположенных в одной плоскости.

С учетом начальных и граничных условий ($T_0 = 273 \text{ K}$, граница не влияет на теплопередачу) решение общего дифференциального уравнения теплопроводности принимает вид

$$T(z, t) = \frac{Q_2}{c\gamma 4\pi\alpha t^{1/2}} e^{\left(-\frac{z^2}{4\alpha t}\right)} + T_0. \quad (3.30)$$

Здесь $\frac{Q_2}{bl} = Q$ – количество теплоты, содержащееся в любом бесконечно малом точечном мгновенном сосредоточенном источнике теплоты, входящем в состав мгновенного сосредоточенного плоского источника теплоты.

Изотермические поверхности представляют собой плоскости, удаленные на разное расстояние от источника теплоты по оси OZ .

3.4 Виды тел, применяемых при расчетах тепловых процессов

Все свариваемые изделия различают по форме и размерам. Поэтому при одинаковом тепловом воздействии температурные поля будут различными. Чтобы упростить задачу, необходимо все разнообразие свариваемых изделий разделить на какие-то группы. Расчетные формулы выведены для 6 видов тел, и реальные изделия приравниваются к какому-либо из них.

3.4.1 Бесконечное тело

Это тело, имеющее настолько большие размеры во всех пространственных направлениях, что его края не влияют на теплопередачу. Начало координат располагается внутри тела. Заданная точка A (рис. 3.9) находится от начала координат на расстоянии R , которое равно $R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$.

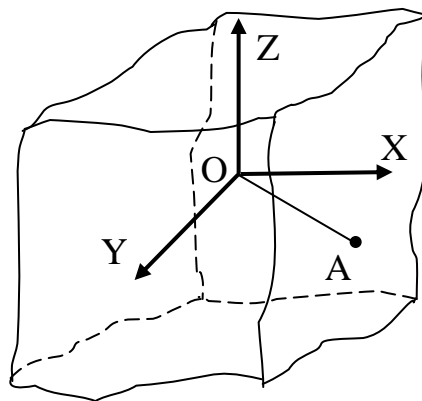


Рисунок 3.9 – Схема бесконечного тела

3.4.2 Полубесконечное тело

Это тело с бесконечно большими размерами во всех 3 пространственных направлениях, однако имеющее одну из поверхностей фиксированной, например плоскостью XOY (рис. 3.10)

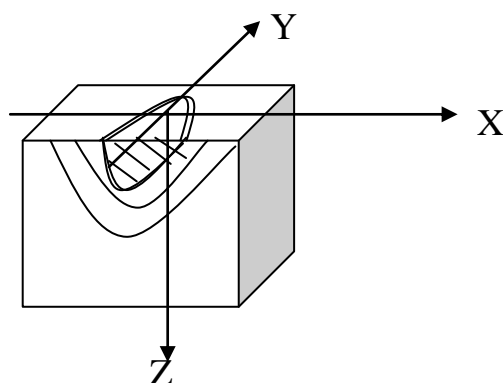


Рисунок 3.10 – Схема полубесконечного тела

Этой схеме соответствует всякое массивное тело, на одной из поверхностей которого действует источник нагрева. В теле поток тепла – пространственный. Если источник тепла является точечным, то температурное поле на плоскости имеет форму окружности. Наличие границ не оказывает никакого влияния на процесс распространения тепла. Ошибка пренебрежения ограниченностью размеров тела тем меньше, чем больше размеры тела, чем короче расчетная продолжительность процесса распространения тепла, чем ближе к источнику зона расчетных температур, чем ниже коэффициент температуропроводности металла.

3.4.3 Плоский слой

Это тело с бесконечно большими размерами в 2 пространственных направлениях – OX и OY и ограниченном размере δ в третьем направлении (рис. 3.11). Схему плоского слоя можно представить как лист, толщина которого не настолько велика, чтобы тело можно было считать полубесконечным, и не настолько мала, чтобы температуру считать распределенной равномерно по толщине.

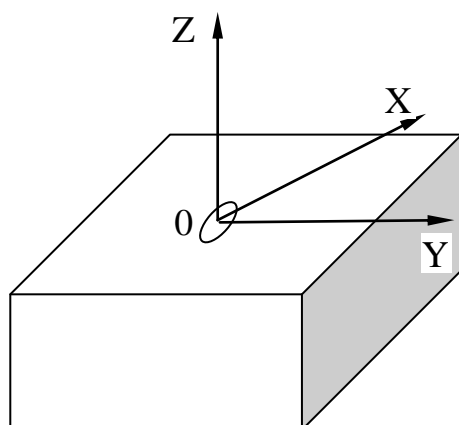


Рисунок 3.11 – Плоский слой

3.4.4 Пластина (тонкая)

Это тело в виде плоского слоя малой толщины с неограниченными размерами в направлении осей X и Y (рис. 3.12). Температура предполагается полностью выровненной по толщине пластины.

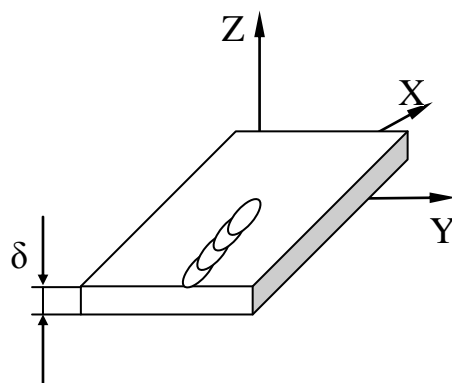


Рисунок 3.12 – Тонкая пластина

3.4.5 Бесконечный стержень

Это тело неограниченной длины и с бесконечно малыми размерами в остальных двух направлениях, например в направлении OY и OZ (рис. 3.13). Температура распределена равномерно только в направлении OX . Примером такого тела является арматурный стержень, на боковой поверхности которого действует источник тепла.

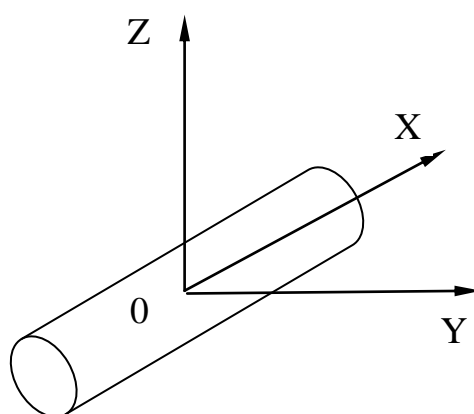


Рисунок 3.13 – Бесконечный стержень

3.4.6 Полубесконечный стержень

Если один из торцов бесконечного стержня зафиксировать, то такой стержень становится полубесконечным (рис. 3.14).

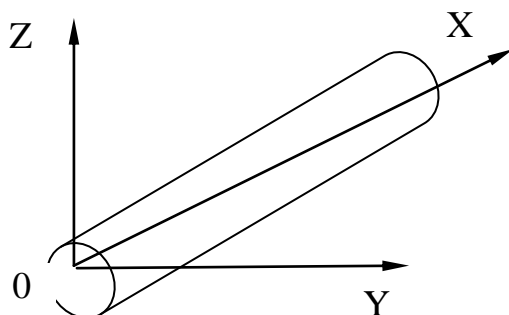


Рисунок 3.14 – Полубесконечный стержень

Примером таких тел являются арматурные стержни, применяемые при контактной сварке встык. При этом максимальная температура наблюдается на торце стержней и убывает с удалением от торца.

3.5 Расчетные схемы сварочных процессов

При сварке возможны различные комбинации свариваемых тел и применяемых источников нагрева. Для того чтобы произвести расчет теплового процесса, мы должны:

- 1) представить свариваемое изделие в виде одного из 4 рассмотренных тел;
- 2) отнести наш источник к одному из идеальных источников (точечному, линейному или плоскому мгновенному сосредоточенному).

Для облегчения расчетов составляются расчетные схемы (табл. 3.1).

Таблица 3.1 – Расчетные схемы процессов сварки

Действие дуги	Процесс	Форма изделия	Схема источника и нагреваемого тела
Длительное – дуга перемещается по изделию равномерно и прямолинейно	Наплавка валиков на поверхность	Массивное тело	Точечный подвижный источник на поверхности полубесконечного тела
	Наплавка валика на поверхность	Толстый лист	Точечный подвижный источник на поверхности плоского слоя
	Сварка стыковых швов за один проход	Тонкий лист	Линейный источник в пластине с теплоотдачей в окружающую среду

Продолжение табл.3.1

Действие дуги	Процесс	Форма изделия	Схема источника и нагреваемого тела
Кратковременное - дуга практически неподвижна	Заварка небольших поверхностных дефектов	а) Массивное тело	Точечный мгновенный источник на поверхности полубесконечного тела
		б) Толстый лист	Точечный мгновенный источник на поверхности плоского слоя
	Прихватка стыков	Тонкие листы	Линейный мгновенный источник в пластине с теплоотдачей
	Прихватка стыков	Тонкие стержни	Плоский мгновенный источник с теплоотдачей
	Кратковременное горение дуги	Электродные стержни	Плоский мгновенный источник в стержне с теплоотдачей
Кратковременное – дуга неподвижна	Сварка электрода клепками	а) Свариваемые листы не намного отличаются друг от друга по толщине	Точечный мгновенный источник в плоском слое
		б) Свариваемые листы отличаются в значительной степени по толщине	Точечный мгновенный источник в полубесконечном теле

3.5.1 Адиабатическая граница

Адиабатической называется граница, не пропускающая тепло. Пусть такой границей является плоскость XOY полубесконечного тела (рис. 3.14).

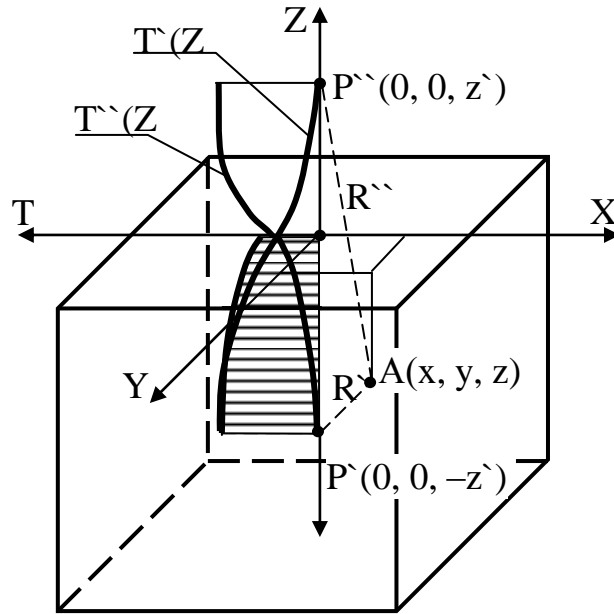


Рисунок 3.14 – Схема распространения тепла при наличии адиабатической границы

По оси Z в точке P' с координатами $(0, 0, -Z')$ разместим мгновенный сосредоточенный точечный источник, содержащий Q (Дж) тепловой энергии.

Мысленно дополним полубесконечное тело таким же, в зеркальном отражении, выше плоскости XOY . Фиктивный источник, который способен создать во всех точках поверхности раздела то же температурное поле, что и основной источник теплоты, разместим в точке P'' с координатами $(0, 0, Z)$. В этом случае на границе отсутствует тепловой обмен, т.к. разность температур от обоих источников в любой точке основного тела и условного тела равна нулю. Для этого фиктивный источник теплоты подобран таким образом, чтобы его тепловая мощность была одинаковой с тепловой мощностью основного источника и расстояния от них по оси Z до начала координат – поверхности раздела были также одинаковы. Задача сводится к определению температуры в любой точке бесконечного тела (совместно с условным) от одновременного мгновенного действия 2 источников одинаковой мощности $-P'(0, 0, -Z')$ и $P''(0, 0, Z)$.

Расстояния от исследуемой точки A до источников определяется радиус-векторами:

$$R' = \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z - Z')^2} \text{ - от источника теплоты в точке } P';$$

$$R'' = \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z - Z')^2} \text{ - от источника теплоты в точке } P''.$$

Температура в точке A от обоих источников теплоты выразится так:

$$T(X, Y, Z, t) = \frac{Q}{c\gamma(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right)} + \frac{Q}{c\gamma(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{-\frac{R'^2}{4\alpha t}}. \quad (3.31)$$

Тепловой поток, отражаясь от границы, распространяется в обратном направлении по тому же закону, по которому он бы распространялся в бесконечном теле при отсутствии границы.

Таким образом, в полубесконечном теле непроницаемость граничной плоскости для теплового потока повышает ее температуру в 2 раза по сравнению с температурой той же плоскости в неограниченном теле.

В том случае, когда точечный источник приложен к бесконечно большому телу непосредственно у его поверхности, а поверхность не пропускает тепло, т.е. имеет место адиабатическое граничное условие, то в этом случае процесс распространения тепла эквивалентен действию источника, содержащего удвоенное количество теплоты – $2Q$ в бесконечно большом теле:

$$T(R, t) = \frac{2Q}{c\gamma(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{\left(-\frac{R^2}{4\alpha t}\right)}. \quad (3.32)$$

3.5.2 Изотермическая граница

Изотермической называется граница с постоянной температурой, не зависящая от теплового состояния тела (рис. 3.15).

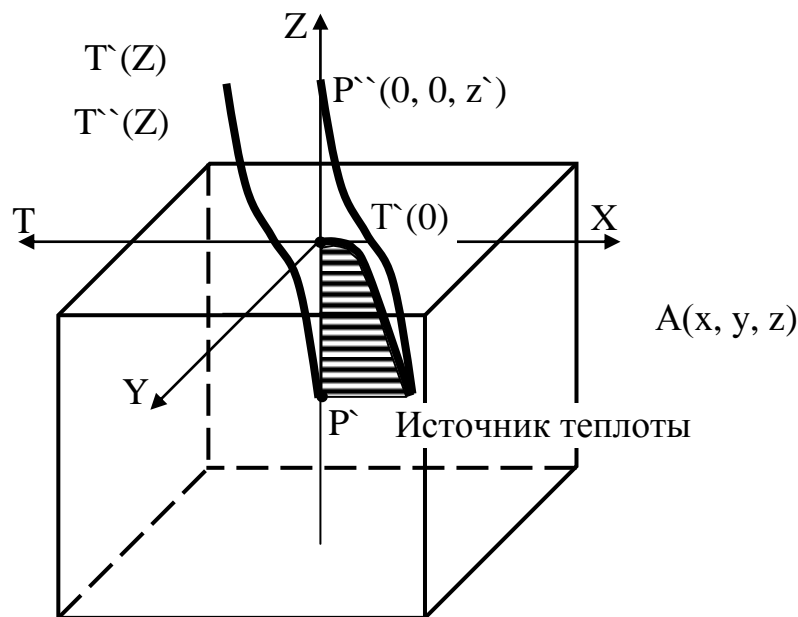


Рисунок 3.15 – Схема распространения тепла при наличии изотермической границы

Для получения изотермической границы условно установим фиктивный источник в точке P'' , который на границе, т.е. в плоскости XOY , обеспечил бы получение температур, меньших или равных по величине и обратных по знаку тем, которые образуются от действия основного источника нагрева. Такой источник рассматривают как сток тепла. В этом случае сумма температур в любой точке поверхности равна постоянной для данного стока величине, что соответствует условию изотермической границы.

Температура в любой точке тела в этом случае определяется как разность температур от 2 источников: основного и фиктивного – стока тепла:

$$T(X, Y, Z, t) = \frac{Q}{c\gamma(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{-\frac{(R')^2}{4\alpha t}} - \frac{Q}{c\gamma(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{-\frac{(R'')^2}{4\alpha t}}, \quad (3.33)$$

где R' и R'' - расстояния от заданной точки в полубесконечном теле до основного и фиктивного источников тепла.

Таким образом, с использованием стоков теплоты можно получить постоянную температуру на поверхности нагреваемого тела, т.е. изотермическую границу.

Метод отражений можно применять для приведения к неограниченному телу таких тел, которые ограничены параллельными (плоский слой) или взаимно перпендикулярными плоскостями с изотермическим или адиабатическим условием.

3.5.3 Учёт теплообмена на поверхности пластины и стержня

При расчётах процесса распространения тепла в пластинах и стержнях необходимо учитывать влияние их теплообмена с окружающей средой через поверхность.

Пусть задана пластина с толщиной δ , с полным коэффициентом теплоотдачи α , начальная температура поверхности пластины – T , температура окружающей среды равна 0.

Тогда каждый элементарный объём пластины $dx dy$, нагретый до температуры T , отдаёт за время dt в окружающую среду количество тепла dQ :

$$dQ = 2T dx dy dt. \quad (3.34)$$

Отнесём это количество тепла к единице объема, к единице времени и к единице объёмной теплоёмкости и получим мгновенную скорость изменения температуры, обусловленную поверхностной теплоотдачей:

$$-\frac{2\alpha T}{c\gamma\delta} \frac{dx dy dt}{dx dy dt} = -\frac{2\alpha T}{c\gamma\delta} = -b_1 T, \quad (3.35)$$

где $b_1 = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$ – коэффициент теплоотдачи с поверхности.

Для того чтобы получить дифференциальное уравнение теплопроводности для пластины с теплоотдачей, нужно к скорости изменения температуры, обусловленной теплопроводностью, алгебраически прибавить скорость, обусловленную теплоотдачей:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - b_1 T. \quad (3.36)$$

Расчёт поверхностной теплоотдачи стержня строится так же, как и для пластины.

Мы имеем стержень с площадью поперечного сечения F , с периметром P , с коэффициентом полной теплоотдачи α .

Каждый элементарный объем стержня Fdx , нагретый до температуры T , отдаёт за время dt через боковую поверхность Pdx количество тепла

$$dQ = \alpha T P dx dt. \quad (3.37)$$

Отнесём это количество тепла к единице V , к единице t , к единице объёмной теплоёмкости и получим мгновенную скорость изменения температуры, обусловленную теплоотдачей.

$$-\frac{\alpha T P dx dt}{c\gamma F dx dt} = -\frac{\alpha T P}{c\gamma F} = -b_2 T. \quad (3.38)$$

где b_2 – коэффициент теплоотдачи для стержня,

$$b_2 = \frac{\alpha P}{c\gamma F}. \quad (3.39)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для стержня с теплоотдачей получим, прибавив алгебраически к определяемой уравнением теплопроводности мгновенной скорости изменения температуры скорость изменения, обусловленную теплоотдачей:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - b_2 T. \quad (3.40)$$

3.5.4 Уравнения процесса свободного охлаждения

Предположим, что в начальный момент времени температура пластины или стержня постоянна по всему объёму и равна температуре T_0 . Начиная с момента $t = 0$, пластина или стержень начинают свободно охлаждаться за счёт поверхностной теплоотдачи.

Температура в процессе свободного охлаждения будет оставаться одинаковой по всему объёму пластины или стержня:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0. \quad (3.41)$$

Тогда дифференциальное уравнение процесса свободного поверхностного охлаждения примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -b_1 T \text{ - (для пластины)}. \quad (3.42)$$

Знак “–” означает, что теплоотдача идет в сторону меньшей температуры.

$$\frac{dT}{T} = -b_1 dt; \quad \ln T = -b_1 dt + \ln c. \quad (3.43)$$

Постоянную C определим из начальных условий: если $t=0$, то $T=T_0$, следовательно, $\ln c = \ln T_0$.

Переходя от логарифма, получим:

$$T = T_0 e^{-b_1 t}$$

– это уравнение процесса свободного охлаждения. Формула определяет температуру неограниченной пластины или стержня с теплоотдачей, равную произведению температуры, рассчитанной для тех же условий пластины или стержня без теплоотдачи, и множителя свободного охлаждения $e^{-b_1 t}$, зависящего только от длительности процесса охлаждения.

С учётом теплоотдачи процесс распространения тепла в пластине будет следующим:

$$T(r,t) = \frac{Q_2/\delta}{cr4\pi at} \exp\left(-\frac{r^2}{4at} - b_1 t\right). \quad (3.44)$$

где Q_2 – мощность источника.

Пусть в стержне в сечении $X = 0$ приложен мгновенный источник, распределённый равномерно по сечению стержня. Тогда поверхностная интенсивность

$$Q = \frac{Q_3}{F}.$$

Процесс распространения тепла стержня с теплоотдачей описывается уравнением

$$T(x,t) = \frac{Q/F}{c\gamma(4\pi at)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right) - b_2 t. \quad (3.45)$$

3.6 Принцип положения

Все реальные источники нагрева отличаются в той или иной степени от рассмотренных идеализированных мгновенных источников тепла: точечного, линейного, плоского. Реальные источники непрерывно действуют в течение более или менее продолжительного времени, являются распределёнными в большей или меньшей степени. Для расчёта распространения тепла от реальных источников пользуются **принципом наложения элементарных решений**. Сущность этого принципа заключается в следующем: *температура от совместного действия совокупности распределённых в пространстве или во времени источников принимается равной сумме температур от действия каждого источника в отдельности.*

$$T = f(Q_1; Q_2; Q_3; \dots; Q_n), \quad T = T_1 + T_2 + T_3 + \dots + T_n, \quad (3.46)$$

где $T_1 = f_1(Q_1)$, $T_2 = f_2(Q_2)$,

Пользуясь этим принципом, можно представить себе реальный источник любой формы как совокупность сосредоточенных источников, соответственно распределённых во времени действия источника. Решения для каждого элементарного источника мы имеем, просуммировав их, найдём решения для источника любой формы и действующего в любое время.

При использовании принципа наложения необходимо считать коэффициенты теплофизических свойств равными постоянными, не зависящими от температуры.

3.7 Расчёт температуры от распределённого по объёму источника нагрева

Для определения действия распределённого источника теплоты используют принцип наложения, т.е. сложение температур различных участков источника теплоты. Расстояние от источника до точки, в которой определяется температура, определяется из формулы

$$R^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2, \quad (3.47)$$

где x' , y' и z' - координаты точки действия распределенного источника нагрева.

$$dT(x, y, z, t) = \frac{dQ}{c\gamma(4\pi at)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4at}}, \quad (3.48)$$

$$T(R, t) = \int_V \frac{dQ}{c\gamma(4\pi at)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{R^2}{4at}}. \quad (3.49)$$

3.8 Постоянно действующий источник нагрева

Воздействие такого источника нагрева можно представить себе как воздействие нескольких источников, расположенных в одной точке и включающихся через определённые промежутки времени. Поскольку условные источники включаются в разные промежутки времени, например t' , то время действия этого условного источника определяется как $t - t'$:

$$T(R, t - t') = \frac{Q}{c\gamma(4\pi a(t - t'))^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{R^2}{4a(t - t')}}. \quad (3.50)$$

Для нахождения температуры от постоянно действующего источника надо выражение (3.50) проинтегрировать по времени:

$$T(R, t - t') = \int_0^t \frac{dQ}{c\gamma(4\pi a(t - t'))^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{R^2}{4a(t - t')}}. \quad (3.51)$$

3.9 Тепловые свойства сварочной дуги

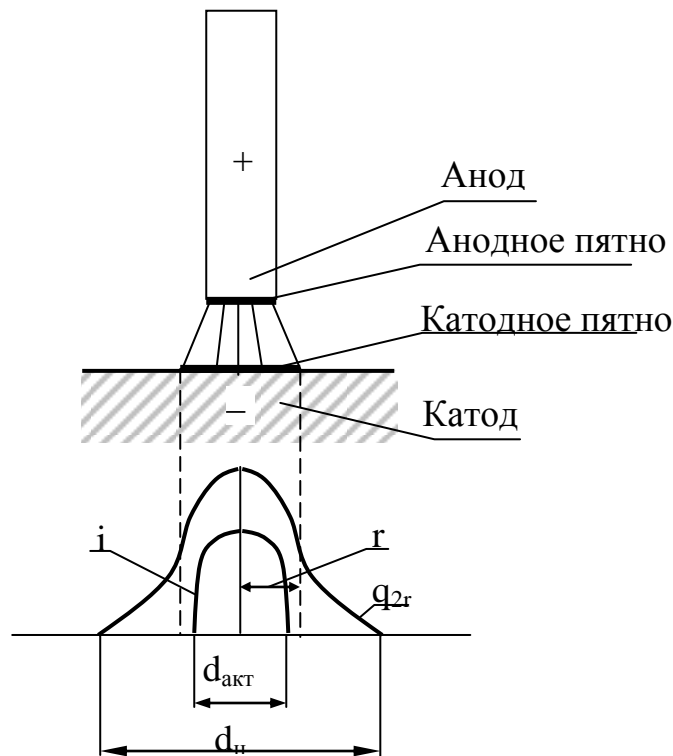
В электрической сварочной дуге происходят различные преобразования электрической энергии в тепловую. Кроме этого, в дуге протекают различные химические реакции, в частности, процессы рекомбинации, которые нарушают тепловой баланс дуги. В общем случае влияние этих реакций небольшое, и можно считать общую тепловую мощность дуги пропорциональной электрической мощности дуги:

$$q_{\text{ОБЩ}} = U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}},$$

где $U_{\text{Д}}$ – напряжение на дуговом промежутке;

$I_{\text{СВ}}$ – ток дуги.

Дуга характеризуется высокой концентрацией нагрева. Ток проходит через так называемые "активные пятна" (рис.3.16).



$d_{\text{Н}}$ – диаметр пятна нагрева; $d_{\text{акт}}$ – диаметр активного пятна;
 q_2 – активный удельный тепловой поток

Рисунок 3.16 – Схема теплового воздействия сварочной дуги

Сварочный ток проходит через активные пятна, но распределяется по их поверхности неравномерно.

Он имеет максимальное значение в центре активного пятна и к краям уменьшается до 0.

Тепло сварочной дуги вводится в металл на некотором участке его поверхности диаметром d_H , называемом пятном нагрева.

В активном пятне дуга развивает тепло за счёт непосредственного превращения энергии электрически заряженных бомбардирующих частиц в тепловую энергию поверхностного слоя материала электрода. Диаметр пятна нагрева всегда больше диаметра активного пятна.

Кольцевая зона пятна нагрева, лежащая вне активного пятна, нагревается за счёт конвективного обмена со столбом дуги, а также за счёт лучистого теплообмена со столбом дуги и активным пятном на электроде и в результате теплоотдачи методом теплопроводности от активного пятна.

Удельный тепловой поток (q_2) показывает, какое количество тепла приходится на единицу поверхности в единицу времени.

Он наиболее значителен в пределах активного пятна. С удалением от центра пятна нагрева удельный тепловой поток убывает. Но в связи с нагревом кольцевой зоны пятна нагрева за счёт конвективного и лучистого теплообмена он убывает медленнее, чем плотность тока.

Распределение удельного теплового потока поверхностной дуги по радиусу пятна нагрева подчиняется закону *вероятности*.

$$q_{2r} = q_{2m} e^{-k^2}, \quad (3.52)$$

где q_{2r} – тепловой поток в пятне нагрева на расстоянии от центра, $\frac{Дж}{см^2 \cdot с}$;

q_{2m} – максимальный тепловой поток в центре пятна нагрева, $\frac{Дж}{с}$;

$q_{2m} = \frac{K}{\pi} q$ – эффективная тепловая мощность сварочной дуги;

$[K] = \frac{1}{см^2}$ – коэффициент сосредоточенности теплового потока дуги;

Коэффициент K характеризует распределение удельного теплового потока по центру нагрева.

Чем выше K , тем быстрее убывает удельный тепловой поток с удалением от центра пятна нагрева, тем более концентрированный получается нагрев, тем меньше диаметр пятна нагрева.

Для дуговой сварки $K=1 \div 10$. Источник нагрева, распределение удельного потока которого подчиняется нормальному закону распределения вероятности, носит название **нормального кругового источника**.

Однако сосредоточенность тепла сварочной дуги очень велика. Она даёт настолько концентрированный нагрев, что в большинстве случаев для упрощения расчётной схемы дугу можно рассматривать как сосредоточенный источник. Однако при расчётах размеров зоны проплавления, в случае дуги малой и средней мощности, следует учитывать распределённость удельного теплового потока.

Не всё выделяемое дугой тепло, т.е. не вся общая тепловая мощность используется при сварке для нагрева изделия.

Часть тепла отдаётся в окружающую среду, а изделие воспринимает только часть общей тепловой мощности, которую можно определить, если известен **эффективный коэффициент полезного действия нагрева изделия**:

$$Q_{\text{и}} = \eta_{\text{и}} Q_{\text{общ}},$$

$$\eta_{\text{и}} = \frac{q_{\text{и}}}{q_{\text{общ.}}},$$

где Q – эффективная тепловая мощность дуги;

$Q_{\text{общ}}$ – общая тепловая мощность дуги.

Та часть тепла общей тепловой мощности дуги, которая воспринимается изделием, называется эффективной тепловой мощностью, т.е. это количество тепла, получаемое изделием в единицу времени.

КПД нагрева изделия зависит от вида сварки.

При ручной дуговой сварке, при сварке открытой дугой плавящимся электродом при малой и средней мощности дуги $\eta_{\text{и}} = 0,6 \dots 0,8$.

При сварке погруженной дугой, а также в случае сварки под флюсом $\eta_{\text{и}} = 0,8 \dots 0,93$.

Эффективный КПД ($\eta_{\text{и}}$) зависит также от режима сварки: с увеличением $U_{\text{д}}$ $\eta_{\text{и}}$ уменьшается, при возрастании $I_{\text{св}}$ $\eta_{\text{и}}$ сначала не изменяется, потом возрастает, затем снова не изменяется (рис.3.17).

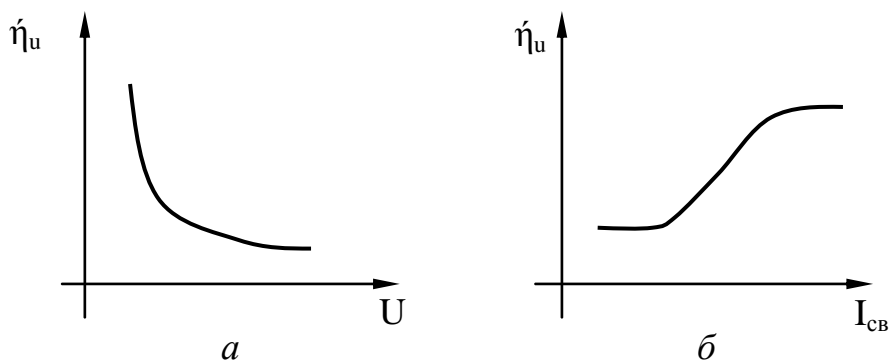


Рисунок 3.17 – Влияние напряжения на дуге (а) и сварочного тока (б) на $\eta_{\text{и}}$

То количество тепла, которое получает единица длины шва, носит название **погонной энергии** – это отношение эффективной тепловой мощности к скорости

сварки: $q_{II} = \frac{q_{II}}{V_{CB}}$.

При сварке тонких листов необходимо учитывать толщину листа. Для этого вводится понятие **удельной погонной энергии**:

$$q_{II} = \frac{q_{II}}{V_{CB} \delta},$$

где δ – толщина сварочного листа.

4 Раздел 4. РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ СВАРКИ

4.1 Нагрев изделия подвижным сосредоточенным источником постоянной мощности

Чтобы описать процесс распространения тепла при непрерывно движущемся источнике, также применим принцип наложения.

Для этого весь период действия источника разбивают на бесконечно малые элементы и рассматривают отдельные элементарные воздействия источника на теплопроводящее тело. Эти воздействия приложены к поверхности тела в последовательный момент времени в точках, расположенных по оси перемещения источников. Процессы распространения тепла от элементарных воздействий источника можно рассматривать вне зависимости друг от друга. Суммированием таких тепловых процессов можно получить уравнение процесса распространения тепла при непрерывном действии подвижного источника (рис. 4.1).

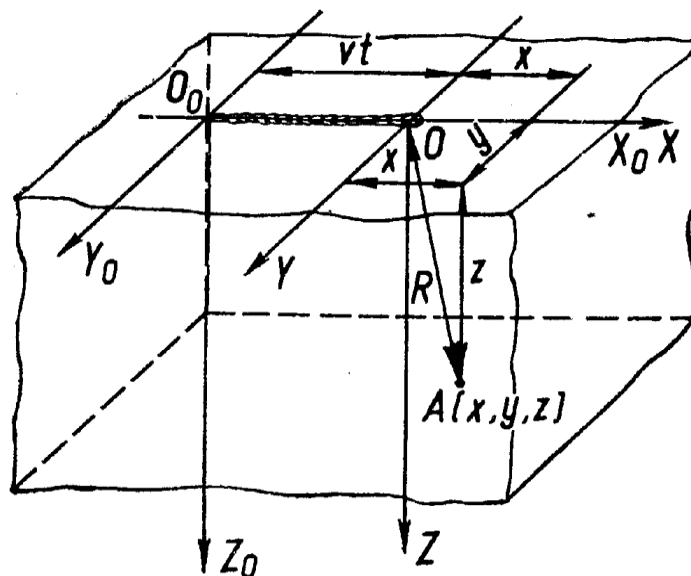


Рисунок 4.1 – Расчетная схема процесса распространения тепла при наплавке валика на массивное тело подвижной дугой

Уравнение предельного состояния процесса распространения тепла точечного источника постоянной мощности, движущегося с постоянной скоростью по поверхности полубесконечного тела, отнесённое к подвижной системе координат, можно получить, как частное решение уравнения точечного мгновенного сосредоточенного источника, если применить принцип наложения:

$$T_{(R,t)} = \frac{q_{II}}{2\pi\lambda R} \exp\left(-\frac{V_{CB}x}{2a} - \frac{V_{CB}R}{2a}\right) + T_0, \quad (4.1)$$

где q_{II} – эффективная тепловая мощность нагрева изделия;

λ – коэффициент теплопроводности;

a – коэффициент температуропроводности;

x – ордината, совпадающая (в данном случае) с направлением сварки;

R – расстояние до заданной точки;

T_0 – расстояние до заданной точки.

Анализ:

1 Пусть $V_{CB} = 0$, тогда

$$T(R,t) = \frac{q_{II}}{2\pi\lambda R} + T_0. \quad (4.2)$$

Из формулы (4.2) видно, что при неподвижном источнике температура заданной точки зависит от расстояния R . Чем больше расстояние, тем меньше температура.

2 $R = x$,

$$T(x,t) = \frac{q_{II}}{2\pi\lambda x} e^{-\frac{V_{CB}x}{a}} + T_0. \quad (4.3)$$

Чем выше скорость сварки, тем ниже температура.

Температура впереди источника резко уменьшается с увеличением скорости сварки.

В направлении отрицательной полуоси X после подстановки $X = -R$ это уравнение примет вид

$$T(R,t) = \frac{q_{II}}{2\pi\lambda R} + T_0. \quad (4.4)$$

Это уравнение тождественно уравнению для неподвижного источника и показывает, что для точек, расположенных на отрицательной полуоси X , температура не зависит от скорости сварки.

Для точек $X > 0$ и $X = R$ это уравнение примет вид

$$T_{(R,t)} = \frac{q_{II}}{2\pi R \lambda} \exp\left(-\frac{V_{CB} R}{a}\right) + T_0; \quad (4.5)$$

$$\left(e^{-\frac{V_{CB} R}{a}}\right) < 1. \quad (4.6)$$

Чем больше V_{CB} , тем меньше это выражение и тем быстрее убывает температура впереди источников, тем скорее движется источник, тем всё меньше тепла распространяется впереди источника. Если источник движется очень быстро, то практически всё тепло будет распространяться позади источника. Позади источника температура в полубесконечном теле всегда распределяется одинаково, и её распределение не зависит от скорости сварки.

Для точек, расположенных на оси Y , уравнение будет выглядеть следующим образом:

$$T_{(R,t)} = \frac{q_{II}}{8\pi R \lambda} \exp\left(-\frac{V_{CB} R}{a}\right) + T_0. \quad (4.7)$$

С удалением от подвижного источника назад температура убывает наиболее медленно, в боковом направлении температура убывает быстрее, а впереди источника наиболее быстро, т.е. изотерма имеет вид, показанный на рис.4.2.

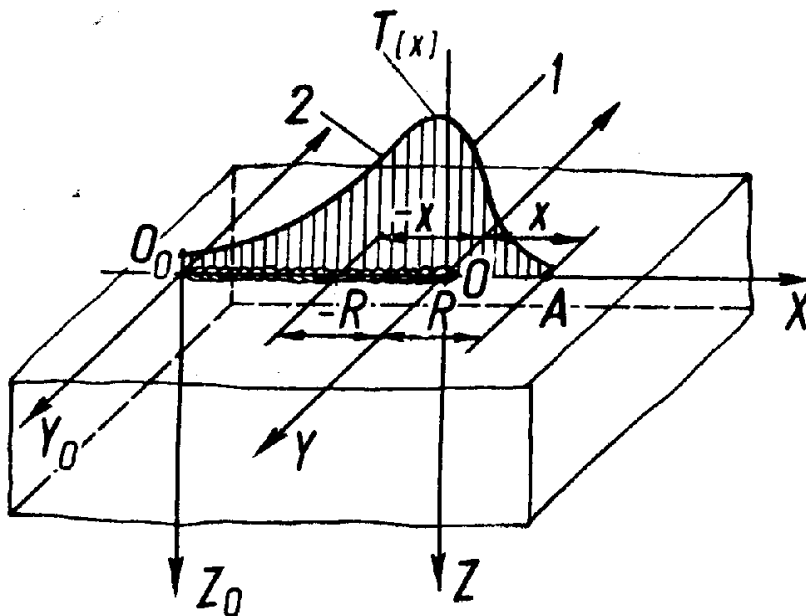


Рисунок 4.2 – Схема теплопередачи на поверхности массивного тела при наплавке валика подвижной дугой

$$3 \quad R = -x,$$

$$T \leftarrow x, t \rightarrow -\frac{q_u}{2\pi\lambda x} \quad (4.8)$$

Изотермы температурного поля повторяют изотермы сварочной ванны.

4.2 Влияние погонной энергии и теплофизических свойств металла на форму температурного поля

Погонная энергия q_{Π} представляет собой тепловую мощность нагрева изделия дугой, приходящуюся на каждый погонный метр сварного шва, Дж/м:

$$q_{\Pi} = \frac{q_u}{V_{св}}.$$

Рассмотрим влияние изменения q_{Π} и $V_{св}$ на форму температурного поля дуги:

- 1) $q_{и}$ возрастает;
 $V_{св} = \text{const};$
 q_{Π} возрастает.

С повышением $q_{и}$ зона, ограниченная изотермическими кривыми, расширяется (рис.4.3, а);

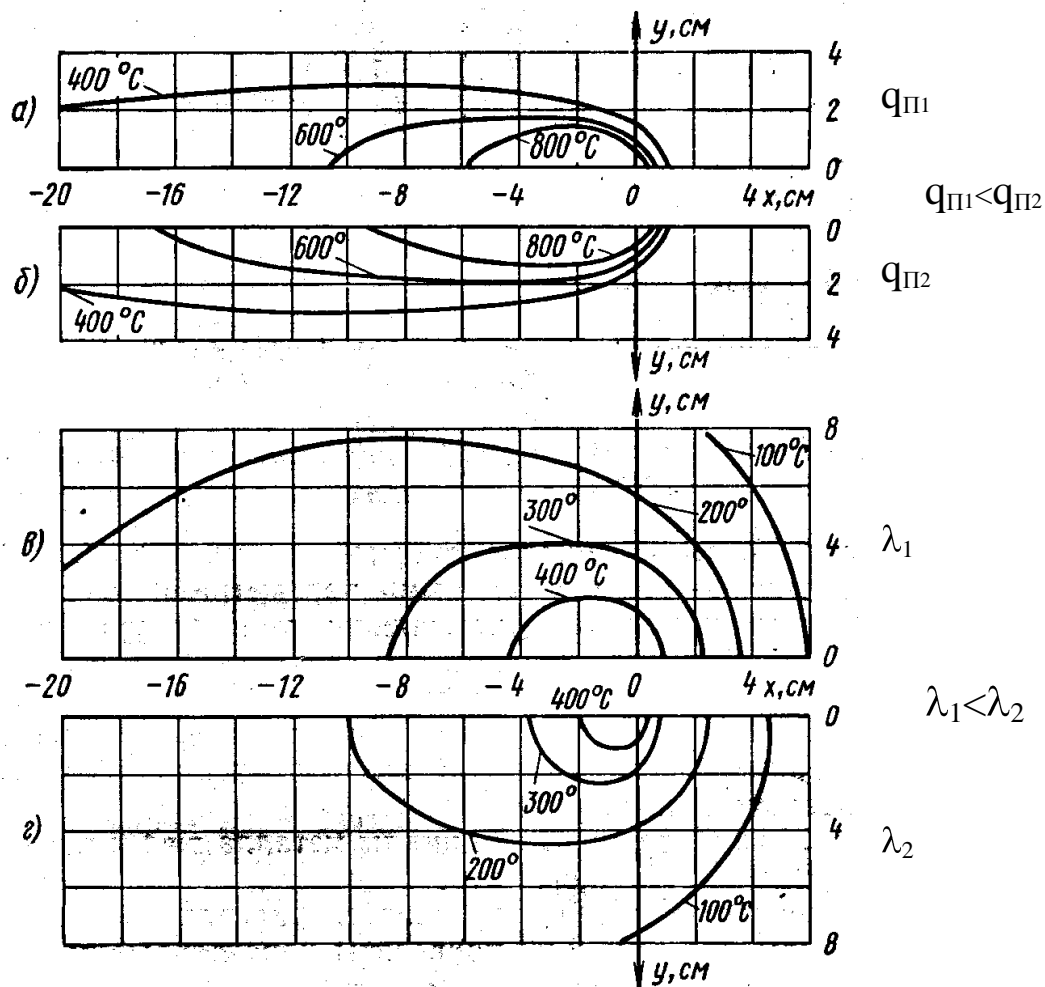
- 2) $q_{и} = \text{const};$
 $V_{св}$ возрастает;
 q_{Π} уменьшается.

В этом случае зоны, ограниченные изотермами, сужаются, а длина сварочной ванны несколько уменьшается. При существенном увеличении $V_{св}$ изотермы становятся параллельными (рис.4.3, б);

- 3) $q_{и}$ растет;
 $V_{св}$ возрастает;
 $q_{\Pi} = \text{const}.$

В этом случае превалирующее влияние оказывает $q_{и}$, т.е. зона, ограниченная изотермами, расширяется (рис.4.3, в).

При сварке материалов с высокой теплопроводностью область высоких температур сужается, а низких температур – расширяется (рис.4.3, г).



a – при $Q_{П1}$; $б$ – при $Q_{П2} > Q_{П1}$; $в, г$ – коэффициент теплопроводности на форму температурных полей

Рисунок 4.3 – Влияние эффективной тепловой мощности дуги $Q_{П}$, скорости сварки $V_{СВ}$ и коэффициента теплопроводности λ на форму температурного поля дуги

4.3 Расчёт предельной температуры при автоматической наплавке валика на массивное тело

При автоматической наплавке источник называется быстродвижущимся, т.к. скорость сварки составляет 20...40 м/ч. При больших скоростях сварки изотерма вытягивается вдоль направления сварки. Нагретая область располагается узкой полоской вдоль пути перемещения, тепло распространяется в направлении, перпендикулярном оси перемещения источника. Поэтому расчетные схемы, описывающие процесс распространения тепла, значительно упрощаются:

$$\frac{dT}{dy} \gg \frac{dT}{dx}, \quad \frac{dT}{dz} \gg \frac{dT}{dx}. \quad (4.9)$$

Нагрев быстродвижущимся источником можно схематизировать как действие линейного мгновенного источника нагрева на полубесконечное тело (рис. 4.4):

$$T(x, t) = \frac{Q_1}{c\gamma 4\pi at} e^{-\frac{r^2}{4at}} + T_0, \quad (4.10)$$

$$\text{где } Q_1 = \frac{Q}{l}; \quad l = dx; \quad (4.11)$$

$$Q = q_u dt = q_u \frac{dx}{V_{св}}; \quad (4.12)$$

$$Q_1 = q_u \frac{dx}{V_{св} dx} = \frac{q_u}{V_{св}}. \quad (4.13)$$

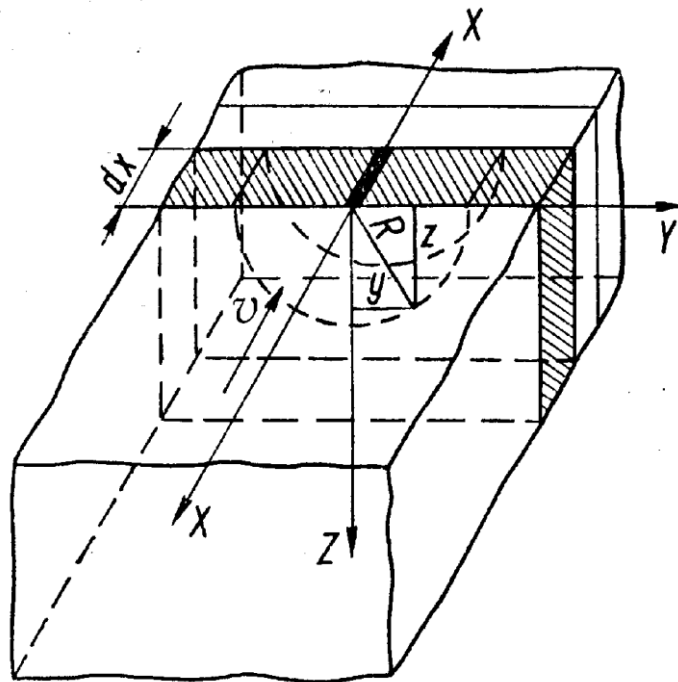


Рисунок 4.4 – Схема рассечения полубесконечного тела на тонкие пластины с боковыми плоскостями, не проводящими тепло

Подставим уравнение (4.13) в уравнение (4.10):

$$T(r, t) = \frac{q_u}{4\pi\lambda V_{св} t} e^{-\frac{r^2}{4at}} + T_0. \quad (4.14)$$

Для исследования этой формулы при нагреве полубесконечного тела надо температуру умножить на два:

$$T(r, t) = \frac{q_u}{2\pi\lambda V_{св} t} e^{-\frac{r^2}{4at}} + T_0, \quad (4.15)$$

где $r^2 = y^2 = z^2$.

Уравнение (4.15) предназначено для расчета температур в любом массивном теле, при нагреве его поверхности мощным быстро движущимся источником тепла.

4.4 Расчет предельной температуры при автоматической сварке листов встык с полным проплавлением

Расчет предельной температуры при сварке подвижным источником нагрева нами не проводится в связи со сложностью решения. При автоматической сварке этот расчет существенно упрощается.

Условно в сварном изделии выделяем брусок толщиной dx (рис. 4.5). Схема процесса сварки – действие мгновенного плоского источника тепла на полубесконечный стержень.

$$T(y, t) = \frac{Q_2}{c\gamma \sqrt{4\pi at}} e^{-\frac{y^2}{4at}} + T_0, \quad (4.16)$$

где

$$Q_2 = \frac{Q}{F}; \quad (4.17)$$

$$F = \delta dx; \quad Q = q_u dt; \quad (4.18)$$

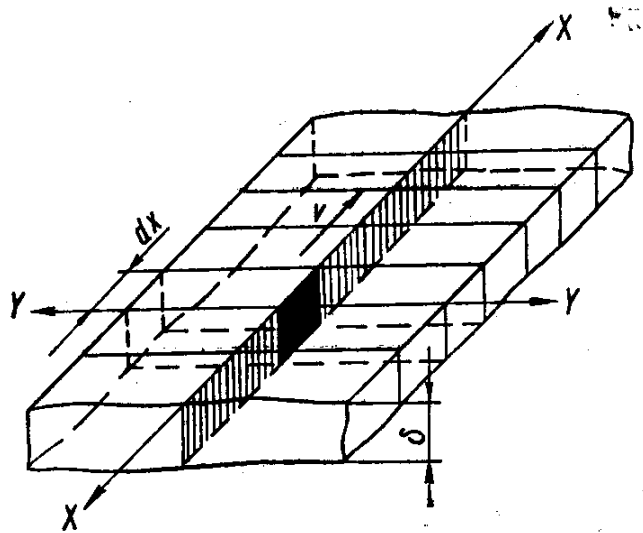


Рисунок 4.5 – Схема рассечения тонкого листа на пластины толщиной dx поперек направления сварки

Так как

$$dt = \frac{dx}{V_{CB}},$$

то

$$Q = q_u \frac{dx}{V_{CB}}. \quad (4.19)$$

Подставляя выражения (4.19) и (4.18) в выражение (4.17), получим

$$Q_2 = \frac{q_u dx}{V_{CB} \delta dx} = \frac{q_u}{V_{CB} \delta}. \quad (4.20)$$

Это значение Q_2 подставляем в уравнение (4.16)

$$T(y, t) = \frac{q_u}{V_{CB} \delta c \gamma \sqrt{4\pi a t}} e^{-\frac{y^2}{4at} - b_1 t} + T_0, \quad (4.21)$$

где b_1 – коэффициент поверхностной теплоотдачи, $b_1 = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$.

Уравнение (4.21) предназначено для расчета предельной температуры при действии быстродвижущегося мощного источника теплоты с равномерным прогревом по толщине.

4.5 Термический цикл сварки

Термический цикл – это зависимость температуры точки от времени и расстояния от этой точки до источника нагрева.

От параметров термического цикла сварки зависят свойства металла сварного соединения.

В любой точке нагрева мы имеем ветвь нагрева и ветвь охлаждения. Ветвь нагрева поднимается круто, а ветвь охлаждения падает медленно. Каждый термический цикл сварки характеризуется T_{\max} . В термическом цикле сварки важнейшими являются максимальная температура и t_{\max} – время достижения максимальной температуры (рис. 4.6).

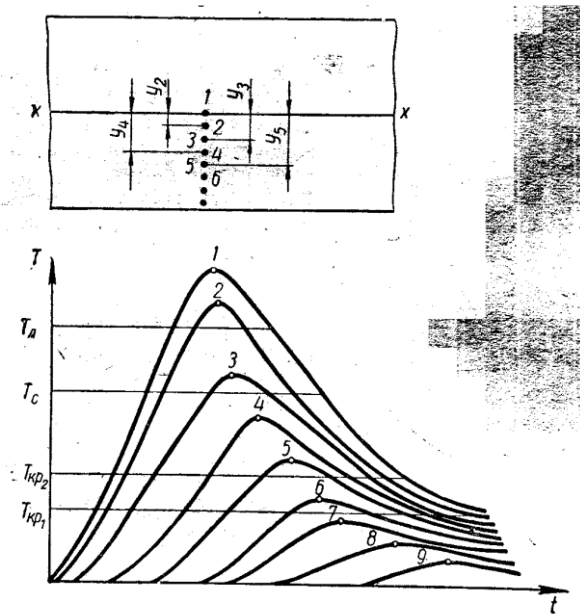


Рисунок 4.6 – Зависимость изменения температуры в точках 1...5 сварного соединения от времени

Максимальная температура термического цикла сварки при сварке закаливающих сталей определяется возможностью закалки металла сварных соединений. В то же время металл, нагретый до температуры выше 1173 К, склонен к росту зерна аустенита. Время пребывания при заданной температуре увеличивает эффект влияния максимальных температур. Так, если увеличить время пребывания металла при температуре выше 1175 К, то аустенитное зерно получит большое укрупнение, что приведет к повышению хрупкости остывшего металла сварного соединения.

4.5.1 Расчет T_{\max} для автоматической наплавки валика на массивное тело

Максимальная температура находится по правилу нахождения экстремума. Экстремум находится в точке, в которой первая производная по переменному

параметру равна нулю. Если вторая производная положительная, то экстремум представляет собой максимум.

Исходное уравнение для заданного способа нагрева, позволяющее рассчитать предельную температуру в любой точке изделия, имеет вид:

$$\frac{dT}{dt} = 0; \quad T(r, t) = \frac{q_u}{2\pi\lambda V_{CB}t} e^{-\frac{r^2}{4at}} + T_0. \quad (4.22)$$

Изменение температуры во времени в данной точке тела, вызванное действием подвижного или временным действием неподвижного источника тепла, называется термическим циклом в данной точке. Чем дальше расположены точки от пути перемещения источника, тем позже начинает заметно повышаться температура, тем медленнее она возрастает, тем ниже максимальная температура, тем позже она наступает. В процессе охлаждения температуры различных удаленных точек стремятся выравняться.

Максимальную температуру в данной точке можно рассчитать, зная уравнение процесса распространения тепла. Особенно просто рассчитать максимальную температуру в температурном поле предельного состояния, вызванного действием мощного быстро движущегося источника.

Для удобства дифференцирования прологарифмируем выражение (4.22):

$$\ln(T(r, t) - T_0) = \ln \frac{q_u}{2\pi\lambda V_{CB}} - \ln t - \frac{r^2}{4at}. \quad (4.23)$$

Продифференцируем это уравнение по t и приведем к 0:

$$\frac{d}{dt} \ln(T(r, t) - T_0) = \frac{1}{T - T_0} = \frac{1}{t} + \frac{r^2}{4at} = 0. \quad (4.24)$$

Отсюда

$$\frac{d(T - T_0)}{dt} = \frac{T - T_0}{t} \left(\frac{r^2}{4at} - 1 \right) = 0.$$

Скорость изменения температуры обращается в 0 в трех случаях:

1) при $T = T_0$ - это условие соответствует полному выравниванию температур;

2) при $t \rightarrow \infty$ - при автоматической сварке и наплавке это недостижимо (в расчетах сварочная дуга рассматривается как мгновенный точечный источник тепла);

3) при $\frac{r^2}{4at} - 1 = 0$ - это при достижении максимальной температуры.

Из уравнения (4.24) находим $t = t_{\max}$, так как первая производная равна нулю.

$$t_{max} = \frac{r^2}{4a} . \quad (4.25)$$

Подставим выражение (4.25) в формулу (4.22):

$$T_{max} - T_0 = \frac{q_u 4a}{2\pi\lambda V_{CB} r^2} e^{-\frac{r^2 4a}{4ar^2}} . \quad (4.26)$$

Сделаем упрощение:

$$T_{max} - T_0 = \frac{q_u 2}{c\gamma\pi V_{CB} r^2 e} = \frac{2q_u 0,368}{c\gamma\pi V_{CB} r^2} ,$$

$$T_{max} - T_0 = \frac{2 \times 0,368}{c\gamma\pi r^2} \frac{q_u}{V_{CB}} . \quad (4.27)$$

Как видно из последнего уравнения, T_{max} при автоматической наплавке валика на массивное тело пропорциональна величине q_u/V_{CB} , т.е. погонной энергии сварки.

4.5.2 Расчет T_{max} для автоматической сварки листов встык с полным проплавлением

Расчет выполняем по аналогичной схеме на основе исходной формулы:

$$T(y, t) = \frac{q_u}{c\gamma\sqrt{4\pi at}\delta V_{CB}} \ell^{-\frac{y^2}{4 \cdot a \cdot t} - b_1 \cdot t} + T_0 , \quad (4.28)$$

где $b_1 = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$ – коэффициент поверхностной теплоотдачи.

Прологарифмируем формулу (4.28):

$$\ln(T(y, t) - T_0) = \ln \frac{q_u}{c\gamma\sqrt{4\pi at}\delta V_{CB}} - \frac{1}{2} \ln t - \frac{y^2}{4at} - b_1 t , \quad (4.29)$$

$$\frac{d}{dt} \ln(T(y, t) - T_0) = 0 - \frac{1}{2} \frac{1}{t} + \frac{y^2}{4at^2} - b_1 = 0 . \quad (4.30)$$

Для упрощения расчетов примем $b_1 \approx 0$, тогда

$$\frac{d}{dt} \ln(T(y, t) - T_0) = -1 + \frac{y^2}{2at} = 0 , \quad (4.31)$$

откуда определяем время наступления максимальной температуры t_{\max} :

$$t_{\max} = \frac{y^2}{2a}. \quad (4.32)$$

Подставим выражение (4.32) в формулу (4.28):

$$T_{\max} - T_0 = \frac{q_u \sqrt{2a}}{\sqrt{4\pi a t y^2} \delta V_{CB} c \gamma} e^{-\frac{y^2 2a}{4ay^2} - b_1 \frac{y^2}{2a}}, \quad (4.33)$$

$$T_{\max} - T_0 = \frac{q_u}{\sqrt{2\pi} \delta V_{CB} c \gamma} e^{-\frac{1}{2} - b_1 \frac{y^2}{2a}}, \quad (4.34)$$

$$T_{\max} - T_0 = \frac{q_u}{\sqrt{2\pi} \delta V_{CB} c \gamma \sqrt{\ell}} e^{1 + b_1 \frac{y^2}{a}}, \quad (4.35)$$

$\sqrt{\frac{2}{\pi \ell}} = 0,484$; $e^{1 + \frac{b_1 y^2}{a}} = 1 - \frac{b_1 y^2}{2a} + \dots$, то есть показательную функцию разлагаем в ряд и берем первые два члена.

$$T_{\max} - T_0 = \frac{q_u 0,484}{2\delta c \gamma V_{CB} y} \left(1 - \frac{b_1 y^2}{2a} \right). \quad (4.36)$$

При автоматической сварке листов встык с полным проплавлением T_{\max} также пропорциональна величине q_H/V_{CB} , то есть величине q_H . Величина T_{\max} зависит от начальной температуры (предварительного или сопутствующего подогрева изделия):

$$T_{\max} = \frac{q_u 0,484}{2\delta c \gamma V_{CB} y} \left(1 - \frac{b_1 y^2}{2a} \right) + T_0. \quad (4.37)$$

При значительной скорости охлаждения, при температуре, близкой к T_{Arl} , аустенит переохлаждается и превращается полностью или частично в мартенсит. Местная закалка при сварке без последующей термообработки повышает твердость и снижает пластичность зоны термического влияния. Тем самым ухудшаются свойства сварного соединения. Кроме того, мартенситное превращение сопровождается изменением объема, и при наличии растягивающих напряжений могут образоваться трещины.

Степень закалки определяется скоростью охлаждения металла в интервале температур наименьшей устойчивости аустенита. Для большинства углеродных и легированных сталей это 723...873 К.

При скоростях охлаждения $W_1 > W_2$ аустенит в верхнем субкритическом интервале температур ($T_{\text{субкр.}} = T_{A_{r1}} - T_P$) не успевает распасться и переохлаждается до температуры мартенситного превращения, при которой переохлаждённый аустенит начинает превращаться в мартенсит.

При скоростях охлаждения $W_4 < W_3$ аустенит в верхнем субкритическом интервале температур распадается с образованием стабильных структур троостита, перлита, феррита или их смеси, в зависимости от скорости охлаждения.

При скорости $W_3 < W < W_2$ происходит частичный распад А в верхнем субкритическом интервале температур. Мы получаем структуры частичной закалки. Аустенит, оставшийся не превращённым в высокотемпературной области в процессе остывания металла при температурах, меньших температуры начала мартенситного превращения, превращается в мартенсит.

Для правильного выбора параметров режима сварки мы должны:

- 1) суметь определить для нашего конкретного случая скорость критического охлаждения, при которой получаются требуемые механические свойства;
- 2) суметь рассчитать среднюю скорость охлаждения в условиях сварочного нагрева.

Критическая скорость охлаждения определяется либо по кривым изотермического или термокинетического распада аустенита, либо экспериментальным путём при помощи валиковой или торцевой пробы.

4.5.3 Расчёт средней скорости охлаждения аустенита

Наиболее просто этот расчёт осуществляется при наплавке валика на массивное изделие или при сварке листов встык за один проход.

Расчёт проведём параллельно.

Автоматическая наплавка валика на массивное тело

Автоматическая варка тонких листов встык с полным проплавлением

Исходные формулы для названных процессов имеют вид:

$$(T - T_0)_{(r,t)} = \frac{q/V}{2\pi\lambda c \gamma t} \exp\left(-\frac{r^2}{4at}\right); \quad \left| \quad (T - T_0)_y = \frac{q/V \delta}{\sqrt{4\pi\lambda c \gamma t}} \exp\left(-\frac{y^2}{4at} - b_1\right)$$

Сделаем следующие допущения:

- 1) для случая сварки тонких листов встык пренебрегаем теплоотдачей с поверхности ($b_1 t$);
- 2) с наибольшей скоростью будут охлаждаться точки, расположенные на оси шва. Остальные точки будут охлаждаться с меньшей скоростью.

С учетом допущений получаем следующие уравнения:

$$(T - T_0)_{(t)} = \frac{q_H / V_{CB}}{2\pi\lambda t}; \quad (4.38) \quad \left| \quad (T - T_0)_{(t)} = \frac{q_H / V_{CB} \delta}{\sqrt{4\pi\lambda c \gamma t}}. \quad (4.45)$$

Взяв производные от температуры по времени, получим зависимость мгновенных скоростей изменения температуры от времени:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{q_H/V_{CB}}{2\pi\lambda t^2}; \quad (4.39)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{q_H/V_{CB}\delta}{2\sqrt{4\pi\lambda\ell\gamma}t^3}. \quad (4.46)$$

Определим время из предыдущих уравнений:

$$t = \frac{q_H/V_{CB}}{2\pi\lambda(T-T_0)}; \quad (4.40)$$

$$\sqrt{t} = \frac{q_H/V_{CB}\delta}{(T-T_0)\sqrt{4\pi\lambda c\gamma}}. \quad (4.47)$$

Это время подставим в уравнение (4.39):

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{q_H/V_{CB}}{2\pi\lambda} \left[\frac{2\pi\lambda(T-T_0)}{q_H/V_{CB}} \right]^2 = -\frac{2\pi\lambda(T-T_0)}{q_H/V_{CB}}; \quad (4.41)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{q_H/V_{CB}}{2\sqrt{4\pi\lambda c\gamma}} \left[\frac{(T-T_0)\sqrt{4\pi\lambda c\gamma}}{q_H/V_{CB}\delta} \right] = -\frac{(T-T_0)\sqrt{4\pi\lambda c\gamma}}{(q_H/V_{CB}\delta)^2} = -2\pi\lambda c\gamma \frac{(T-T_0)^3}{(q_H/V_{CB}\delta)^2}. \quad (4.48)$$

Знак «—» в правых частях показывает, что происходит охлаждение.

Скорости охлаждения оси шва приравняем к мгновенным скоростям охлаждения изделия в заданной точке:

$$W = \frac{-2\pi\lambda(T-T_0)^2}{q_H/V_{CB}}; \quad (4.42)$$

$$W = -2\pi\lambda c\gamma \frac{(T-T_0)^3}{(q_H/V_{CB}\delta)^2}. \quad (4.49)$$

При расчетах вместо температуры T подставляем температуру наименьшей устойчивости аустенита и получаем:

$$W = -\frac{2\pi\lambda(T_{\min}-T_0)^2}{q_H/V_{CB}}; \quad (4.43)$$

$$W = -2\pi\lambda c\gamma \frac{(T_{\min}-T_0)^3}{(q_H/V_{CB}\delta)^2}. \quad (4.50)$$

При выводе этих уравнений предполагается, что температура подогрева изделия T_0 в процессе сварки не изменяется. Это положение справедливо для сварки толстых листов, которые охлаждаются сравнительно медленно. Тонкие листы (до 2...4мм) быстро охлаждаются через поверхность. Их иногда варят с сопутствующим подогревом, чтобы температура металла в процессе сварки существенно не изменялась. Выведенные формулы применимы для случая сварки или наплавки листов:

$$\delta \geq 2,5 \text{ мм};$$

$$W = -\frac{2\pi\lambda(T_{\min}-T_0)^2}{q_H/V_{CB}}; \quad (4.44)$$

$$\delta = 5 \div 10 \text{ мм};$$

$$W = -2\pi\lambda c\gamma \frac{(T_{\min}-T_0)^3}{(q_H/V_{CB}\delta)^2}. \quad (4.51)$$

В общем случае при сварке или наплавке листов от 10 до 25 мм можно применить графический метод определения скорости охлаждения. Для этого в любой точке зависимости температуры от времени проводим касательную. Тангенс угла наклона ее представляет собой первую производную скорости по времени, или скорость охлаждения нагретого металла (рис. 4.7). Эти данные наносятся на график зависимости скорости охлаждения от времени. Такие графики строятся для разных толщ ин металла (рис. 4.8).

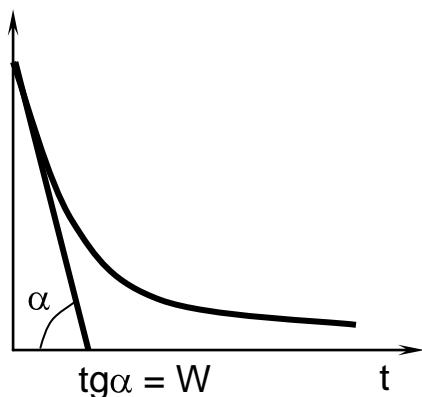


Рисунок 4.7 – Схема определения мгновенной скорости охлаждения точки сварного соединения по кривой $T = f(t)$

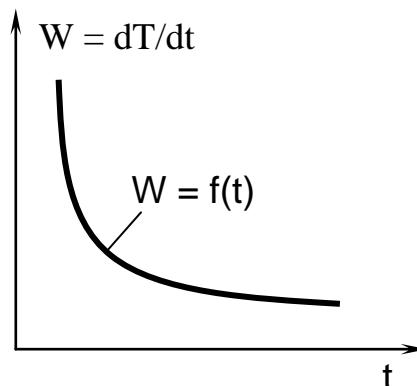


Рисунок 4.8 – Зависимость мгновенной скорости охлаждения точки сварного соединения от времени $W = f(t)$

Для облегчения расчётов в общем случае Рыкалиным разработана специальная номограмма. В этом случае расчёт средней скорости охлаждения производится по формуле: $\delta = 10 / 25$.

$$W = \frac{\vartheta}{\Theta} \frac{2\pi\lambda(T_{\min} - T_0)^2}{q_H / V_{CB}}; \quad W = \frac{\vartheta}{\Theta} \frac{2\pi\lambda c \gamma (T_{\min} - T_0)^3}{\left(q_H / V_{CB}\right)^2}, \quad (5.52)$$

где $\frac{\vartheta}{\Theta}$ – это усредненный коэффициент или безразмерный критерий скорости охлаждения.

Вычислить его очень сложно, поэтому пользуются графической зависимостью его от другого безразмерного критерия $\frac{1}{\Theta}$, которая вычисляется по формуле

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{q/V}{\frac{\pi}{2} c \gamma \delta^2 (T_{\min} - T_0)}. \quad (4.53)$$

Номограмма зависимости приведена на рис. 4.9.

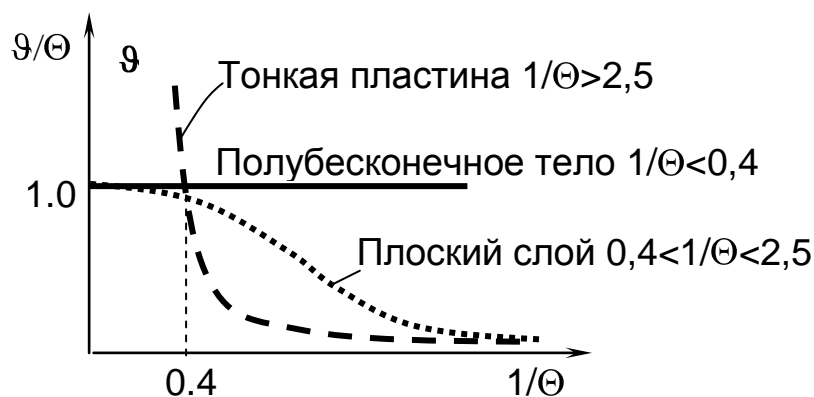


Рисунок 4.9 – Номограмма Н.Н.Рыкалина для определения $\frac{q}{\Theta}$

Правила пользования номограммой следующие:

1) при наплавке валика или при наложении первого слоя многослойного или многопроходного шва величину $\frac{q}{\Theta}$ следует искать на кривой “тонкая пластина”.

Если вычисленная величина $\frac{1}{\Theta} > 0,4$, но меньше 2,5, то $\frac{q}{\Theta}$ нужно определять по кривой “плоский слой” (или “пластина конечной толщины”).

Если $\frac{1}{\Theta} < 0,4$, то $\frac{q}{\Theta} = 1$, что соответствует полубесконечному телу;

2) при однослойной сварке листов встык $\frac{q}{\Theta}$ следует определять по кривой “тонкая пластина” независимо от значения $\frac{1}{\Theta}$.

4.5.4 Схема расчета скорости охлаждения при сварке металла толщиной от 10 до 25 мм

1 Устанавливаются значения исходных величин, т.е.: погонная энергия q_{II}/V_{CB} ; λ – коэффициент теплопроводности; $c\gamma$, T_{min} ; δ и так далее (δ подставляется в сантиметрах).

2 По формуле находим $\frac{1}{\Theta}$. В формулу для определения $\frac{1}{\Theta}$ вместо действительных значений погонной энергии и толщины металла следует подставлять их приведенные значения, которые получаются при умножении действительных значений на поправочные коэффициенты, которые учитывают влияние формы конструкции (табл. 4.1).

Таблица 4.1 – Коэффициенты приведения для различных сварных соединений

Вид сварного соединения	Коэффициент приведения		
	Первый слой стыкового соединения. Угол разделки – 60°	Наплавка и однопроходная сварка встык	Первый слой в тавр или внахлестку
q_{II}/v_{CB}	3/2	1	2/3
δ	3/2	1	1

3 По графику находим $\frac{\vartheta}{\Theta}$.

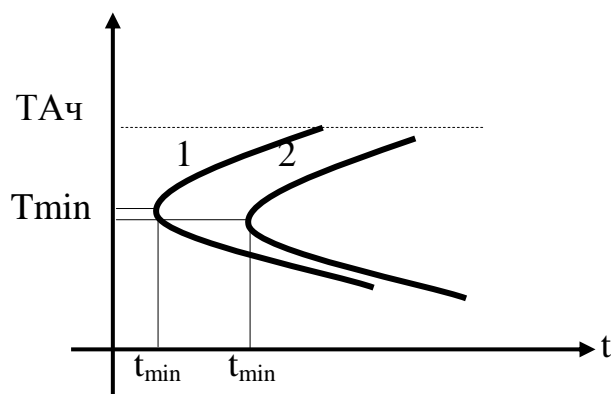
4 По формуле (4.52) рассчитываем скорость охлаждения.

4.5.5 Расчёт критической скорости охлаждения

Расчёт режима сварки ведётся, исходя из того, что превращение аустенита должно быть завершено в перлитной области. Для этого должно выполняться условие:

$$W \leq W_{кр} \text{ по графику,}$$

где W – средняя скорость остывания в интервале температур наименьшей устойчивости аустенита при сварке на контролируемом режиме (рис. 4.10):



Кривая 1 – изотермический распад аустенита;
кривая 2 – распад аустенита при непрерывном охлаждении

Рисунок 4.11 – Изменение в расположении С-кривых конца превращения при переходе от изотермического к термическому охлаждению

$W_{кр}$ – средняя скорость остывания в интервале температур наименьшей устойчивости аустенита, при которой для стали данного химичес-

кого состава обеспечивается окончание превращения аустенита в перлитной области и устраняется возможность образования в околошовной зоне закалочных структур, $\left[\frac{K}{c}\right]$:

$$W_{KP} = \frac{T_{Ar_1} - T'_{min}}{Kt'_{min}} = \frac{T_{Ar_1} - (T_{min} - 55K)}{K1,5t_{min}}, \quad (4.54)$$

здесь T_{min} – температура наименьшей устойчивости аустенита в верхнем субкритическом интервале температур при изотермическом распаде, которая определяется по кривой изотермического распада для данной стали;

T'_{min} – температура наименьшей устойчивости аустенита при непрерывном остывании. Экспериментальные данные показывают, что T'_{min} на 55K ниже T_{min} ;

t_{min} – минимальная продолжительность полного превращения аустенита при изотермическом распаде. Определяется по кривой изотермического распада аустенита для данной стали;

t'_{min} – минимальная продолжительность полного превращения аустенита при непрерывном охлаждении. Эксперимент показывает, что $t'_{min} = 1,5 t_{min}$;

K – коэффициент, учитывающий рост зерна аустенита. В условиях сварочного нагрева $K = 2$.

4.5.6 Определение критической скорости охлаждения на основании экспериментальных данных

Для каждой стали существует график зависимости: твёрдость как функция скорости охлаждения. Его легко можно построить (рис.4.11).

Задавшись приблизительным процентным содержанием мартенсита в околошовной зоне, можно судить о твёрдости зоны термического влияния.

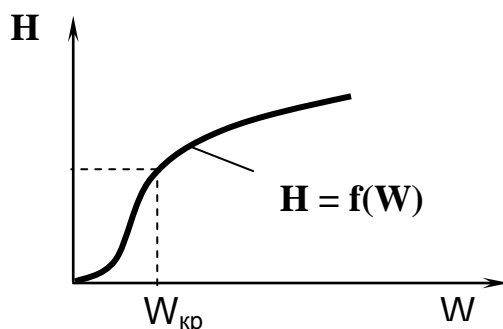


Рисунок 4.11 – Влияние скорости охлаждения стали, склонной к закалке, на ее твердость

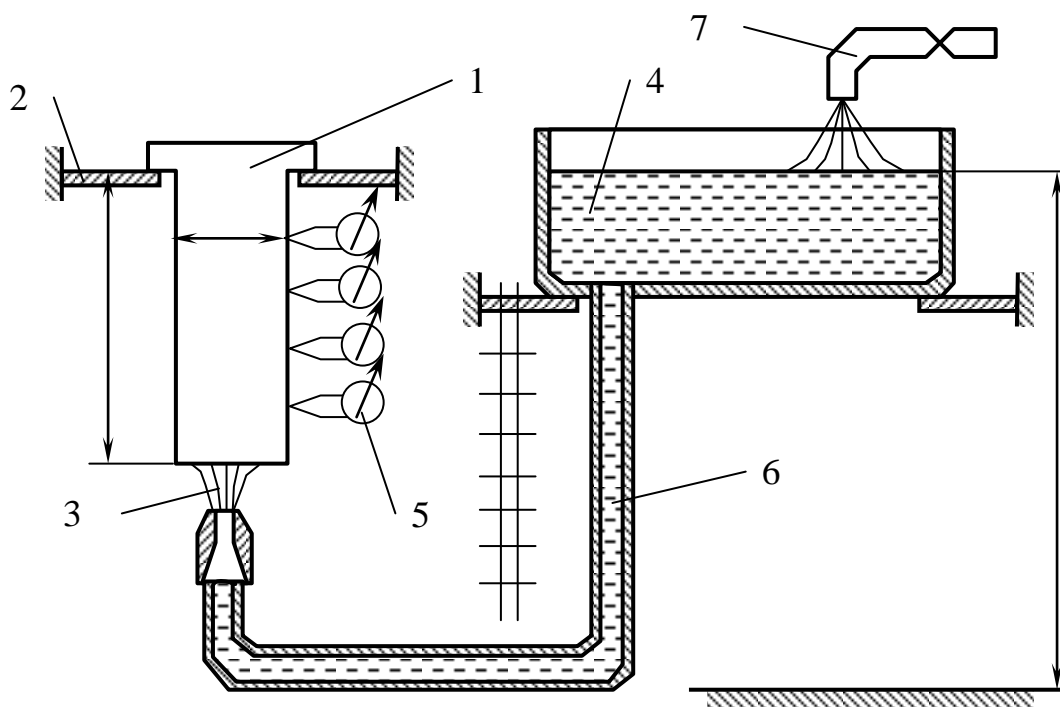
Зная требуемую твёрдость околошовной зоны H , по графику определяется $W_{кр}$ для данного случая, и расчет режима сварки ведется, исходя из того, что ре-

альная скорость охлаждения должна быть меньше определённой на основании графика.

Существуют два способа построения кривой зависимости $H = f(W)$.

1 Торцевая проба (рис.4.12).

Образец 1, изготовленный из основного металла, предварительно нагревается в печи до температуры T_{AC3} . Затем он устанавливается в зажимы установки 2 и с торца охлаждается струей воды 3, подаваемой из емкости 4 при постоянном давлении и температуре. После закрепления образца по длине боковой поверхности устанавливаются термопары 5 для замеров изменения температуры от времени в каждой из заданных точек образца. По данным замеров температуры строятся зависимости температуры от времени на различном расстоянии от торца. Мгновенные скорости охлаждения определяются как тангенсы углов наклона касательных к зависимости $T = f(t)$.



- 1 – образец; 2 – зажим; 3 – струя воды; 4 – вода в емкости;
5 – термопара с гальванометром; 6 – трубовод;
7 – кран для залива воды

Рисунок 4.12 – Схема установки для экспериментального определения требуемой скорости охлаждения металла сварного соединения

На каждом расстоянии от торца данные замеров скорости охлаждения усреднялись и наносились на график (рис.4.13). На него же наносятся данные замеров твердости металла пробы в зависимости от расстояния от ее торца

По данным графика 4.13 строится зависимость H от W_{CP} (рис. 4.14).

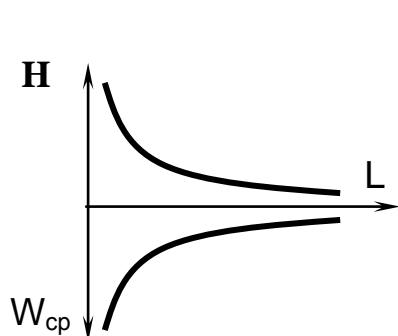


Рисунок 4.13 – Зависимость твердости металла и средней скорости охлаждения от расстояния до торца пробы

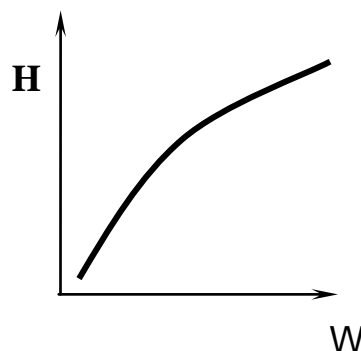


Рисунок 4.14 – Зависимость твердости металла торцевой пробы от средней скорости его охлаждения

С учетом заданной конструктором твердости участка заковки в зоне термического влияния определяется погонная энергия сварки как

$$W_{CP} = f_1 \left(\frac{\sigma - T_0}{q_{II}} \right), \quad \text{или} \quad W_{CP} = f_2 \left(\frac{\sigma - T_0}{\left(\frac{q_{II}}{V_{CB} \delta} \right)^2} \right).$$

Недостатком торцевой пробы является необходимость иметь специальное оборудование для проведения торцевой пробы и специальные образцы.

2 Валиковая проба МВТУ.

Для выполнения валиковой пробы находим сварочный пост и твердомер. Пробу можно выполнить на образце любого размера и толщины и прямо в цеху. Берут образец из исследуемой стали и наплавляют несколько валиков при различных значениях погонной энергии. Расстояние между валиками выбирается таким образом, чтобы термические циклы последующих валиков не влияли на околошовную зону ранее наплавленных валиков.

По поперечному шлифу валика и его зоны термического влияния на линии наибольшей твердости, которая отстоит от линии сплавления на 1...1,5 мм, производят замеры твердости, и для каждого валика берется ее среднее значение. Данные измерений заносят в табл. 4.2.

Таблица 4.2 – Твердость валиковых проб и расчетная скорость их охлаждения

Номер валика	HB _{CP} по замеру	W по расчету
1	HB ₁	W ₁
2	HB ₂	W ₂
3	HB ₃	W ₃
4	HB ₄	W ₄

Зная значение погонной энергии для каждого валика, производят расчет средней скорости охлаждения каждого валика (рис. 4.15). Потом строят график.

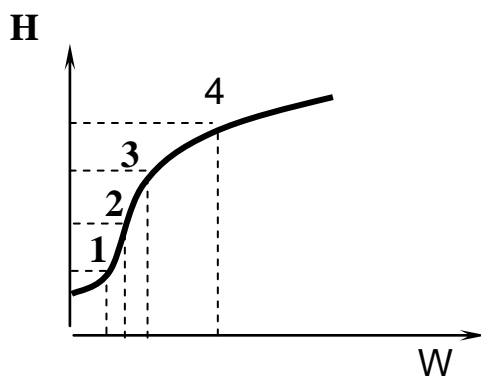


Рисунок 4.15 – Зависимость твердости металла торцевой пробы от средней скорости его охлаждения

Практически, наплавку валика производят не на цельную пластину, а на сборную, состоящую из отдельных, заранее подготовленных прошлифованных брусков (рис. 4.16). Их зажимают струбциной и производят наплавку валиков. Потом струбцина отпускается, бруски разбиваются, шлифуются в местах сварки и производятся замеры твёрдости.

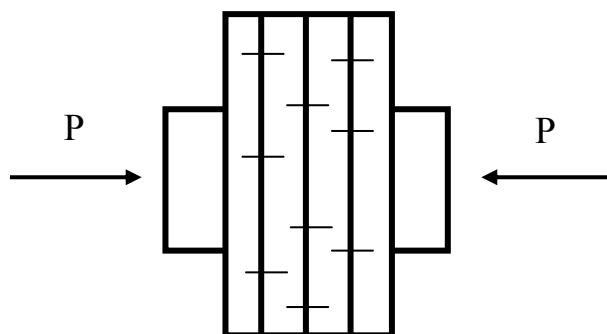


Рисунок 4.16 – Схема составной валиковой пробы

4.5.7 Расчёт режима сварки по заданной твёрдости околошовной зоны

Задаваясь твёрдостью околошовной зоны по имеющимся графикам зависимости $H=f(W)$, определяем $W_{кр}$.

Дальше есть два способа расчета:

- 1) метод подбора;
- 2) упрощённый способ.

Метод подбора (рис.4.17). Условно задаётся величина $\frac{g}{\Theta}$ и, зная $W_{кр}$, рассчитывается $q_{II}/V_{св}$. По рассчитанной погонной энергии вычисляют $\frac{I}{\Theta}$ и по номограмме находится критерий $\frac{g}{\Theta}$.

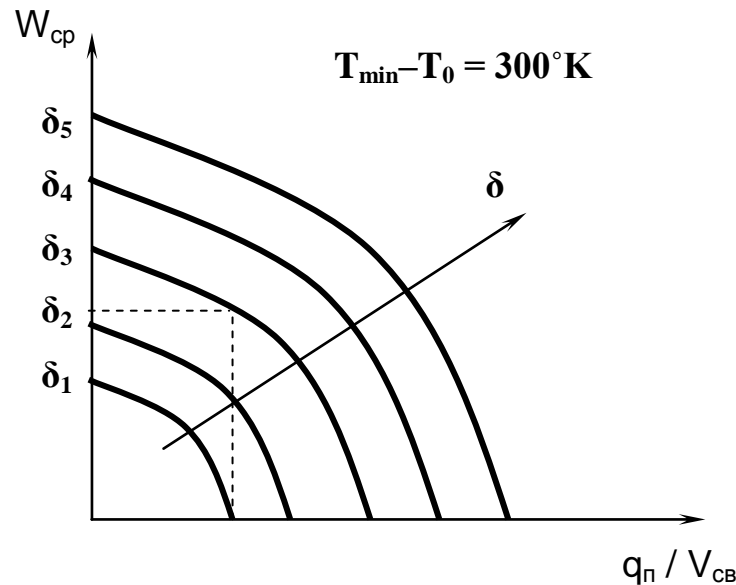


Рисунок 4.17 – Зависимость $W_{ср}$ от q_{II} для разных толщин основного металла и разности $T_{min} - T_0 = 300\text{ K}$

Если это $\frac{g}{\Theta}$ совпадает со значением, заданным в начале, то это подтверждает правильность найденного значения $q_{II}/V_{св}$. Если нет, то надо задаться промежуточным значением $\frac{g}{\Theta}$ и весь расчёт повторить снова.

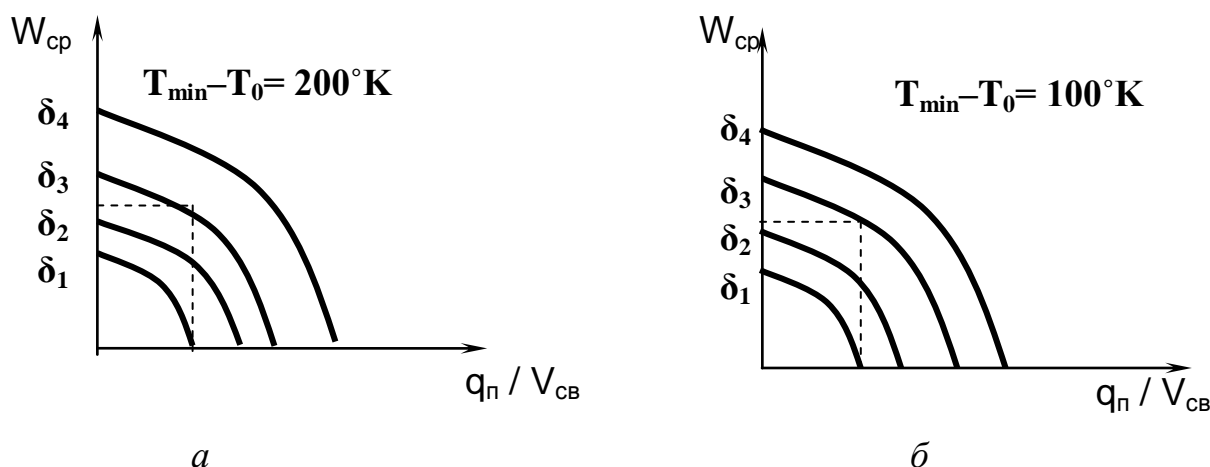
Упрощённый метод. Имеются графики, на которых нанесены кривые, соответствующие разным толщинам металла: $\delta_5 > \delta_4 > \delta_3 > \delta_2 > \delta_1$.

Эти графики строятся при определенных значениях: $T_{min} - T_0 = 300\text{ K}$ или, например, $T = 100, 200, 400$.

Зная скорость охлаждения ($W_{кр}$) и толщину свариваемого металла, мы находим требуемую величину погонной энергии ($q_{II}/V_{св}$).

Если погонная энергия оказывается чрезмерно большой для получения валика заданных геометрических размеров, то это значит, что нужно применить

предварительный подогрев и воспользоваться другим графиком с меньшей разностью температур $T_{\min}-T_0$ (рис. 4.18).



$a - T_{\min} - T_0 = 200 \text{ K}; \quad b - T_{\min} - T_0 = 100 \text{ K}$

Рисунок 4.18 – Зависимость W_{CP} от $q_{\text{И}}$ для разных толщин основного металла $\delta_1 \dots \delta_4$ и разности температур

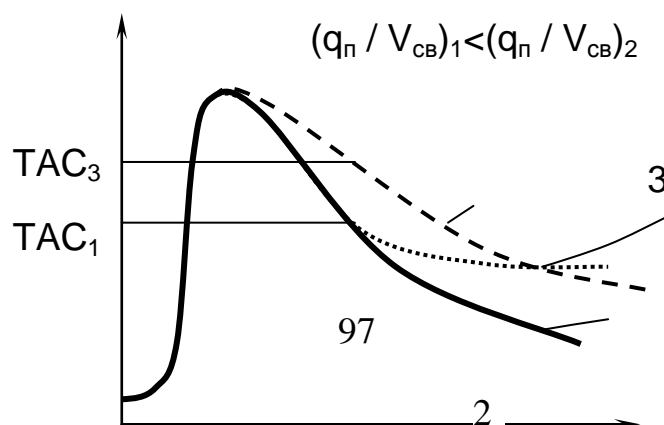
Практически поступают так: зная требуемое сечение валика, рассчитывают погонную энергию, требуемую для получения валиков заданных параметров. Потом на основании имеющихся графиков сравнивают полученную $W_{\text{КР}}$, рассчитанную $q_{\text{И}}/V_{\text{CB}}$ на разных графиках с различной $T_{\min}-T_0$, для того, чтобы попасть на требуемую толщину металла.

4.6 Регулирование термического цикла при наплавке, а также однопроводной и многопроводной сварке встык

Простой термический цикл околошовной зоны при однопроводной сварке или при наплавке валика зависит от погонной энергии дуги, которая в первом приближении пропорциональна площади поперечного сечения зоны наплавки или разделки шва.

С увеличением сечения шва, т.е. с увеличением погонной энергии тела, увеличивается длительность нагрева и уменьшается скорость охлаждения.

Если для данной марки стали скорость охлаждения очень велика, то, увели-



чивая сечение валика, можно замедлить охлаждение и этим ослабить или исключить закалку. Но при этом увеличивается длительность нагрева околошовной зоны и возникает опасность значительного роста зерна, которое, в свою очередь, может снизить показатели пластических свойств сварного соединения (рис. 4.19).

1 – простой термический цикл; 2 – термический цикл при сварке на большей погонной энергии; 3 – термический цикл при сварке с подогревом изделия

Рисунок 4.19 – Термический цикл точки сварного соединения в зависимости от величины погонной энергии сварки и подогрева изделия

При однопроводной сварке или одноструйной наплавке можно изменить общее очертание кривой изотермического цикла, но нельзя переломить эту кривую на требуемом уровне температуры и придать ей целесообразную характеристику условного термического цикла.

Для того чтобы приблизиться к такому циклу, необходимо либо применить дополнительный подогрев, либо перейти к сложному воздействию дуги, т.е. к многослойной сварке или наплавке.

При многослойной сварке проектное сечение шва заваривают в несколько проходов. Поэтому околошовная зона подвергается многократному нагреву.

Различают 2 предельных типа теплового воздействия многослойной сварки:

- многослойная длинными участками;
- многослойная сварка короткими участками.

4.6.1 Термический цикл при многослойной сварке длинными участками

При сварке длинными швами участок каждого слоя имеет значительную длину (до 1...1,5 м).

К тому времени, когда укладывается конец слоя, начало его успевает почти полностью охладиться, и поэтому следующий слой накладывается на остывший металл, т.е. его термический цикл не зависит от укладки предыдущих слоёв.

При сварке углеродистой или низколегированной конструкционной стали околошовная зона может подвергаться закалке с последующим отпуском. Околошовная зона предыдущего слоя при укладке последующего слоя может нагреваться до температуры, не превышающей AC_1 . При этом происходит отпуск закаленной зоны с образованием троостита и сорбита.

Тепловое воздействие последующих слоёв улучшает структуру околошовной зоны основного металла, а также ранее наплавленного металла.

При сварке высокоуглеродистой, средне- и высоколегированной сталей в резко закаленной зоне первого слоя и зоне термического влияния возможно образование трещин ещё до наложения последующих слоёв.

В основу расчёта режима сварки длинными участками положена скорость охлаждения околошовной зоны первого слоя в верхнем субкритическом интервале температур.

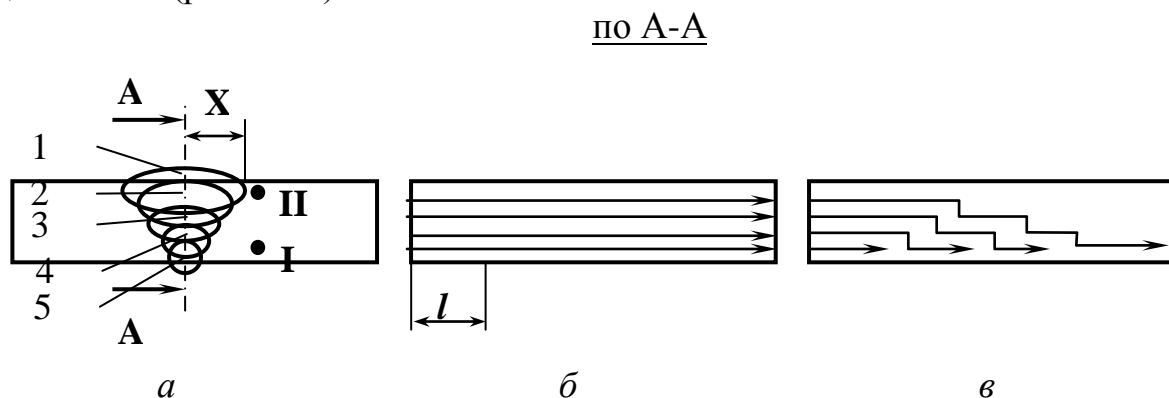
Последующие слои при одинаковом поперечном сечении остывают медленнее первого, и поэтому условие их охлаждения можно не проверять.

Скорость охлаждения рассчитывается по известной методике и в некоторых случаях проверяется при помощи валиковой проволоки.

4.6.2 Термический цикл при многослойной сварке короткими участками

Длина участка l , накладываемая за 1 раз, составляет от 50 до 400 мм, поэтому каждый последующий слой укладывают на не успевший охладиться предыдущий слой, т.е. тепловые воздействия каждого слоя накладываются друг на друга. При этом сложный термический цикл складывается из тепловых воздействий отдельных слоёв.

Рассмотрим термический цикл точки околошовной зоны первого слоя и последнего слоя (рис. 4.20)



а – поперечное сечение шва; б – продольное сечение шва;
в – наложение швов каскадом

Рисунок 4.20 – Схема наложения швов при многопроходной сварке короткими швами

Многослойная сварка делается слоями или валиками. T_B – температура выдержки (рис. 4.21).

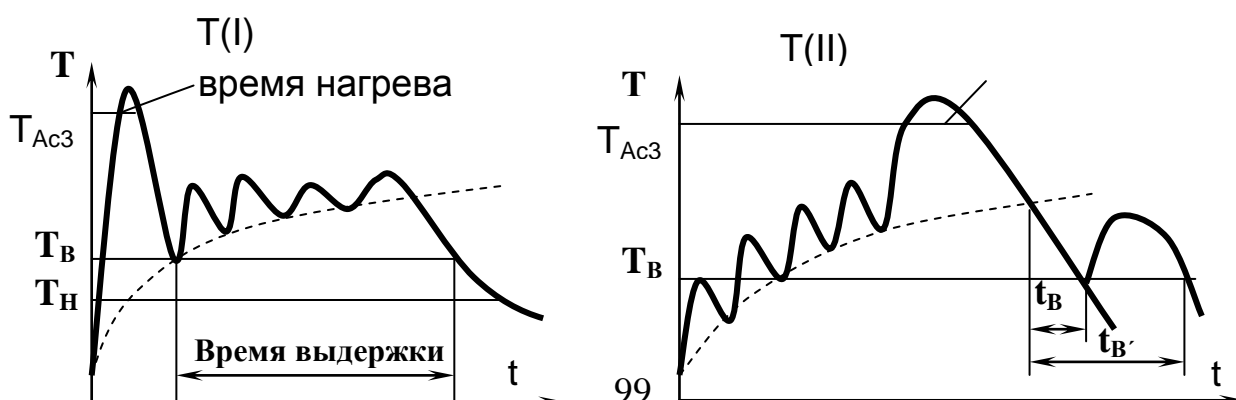


Рисунок 4.21 – Термические циклы точек I и II (согласно рис. 4.20), находящихся в зоне термического влияния

Тепло второго слоя не даст металлу околошовной зоны первого слоя охлаждаться ниже определённой температуры.

При наложении второго слоя температура околошовной зоны первого слоя вновь повышается. После заварки второго, третьего и т.д. слоёв околошовная зона первого слоя, испытывающая совместное воздействие тепла всех наложенных слоёв, охлаждается всё медленнее.

Процесс стремится к установившемуся состоянию, при котором околошовная зона первого слоя поддерживается при малоизменяющейся температуре. После укладки всех слоёв околошовная зона медленно охлаждается, т.к. за время сварки было введено много тепла, т.е. термический цикл околошовной зоны первого слоя характеризуется быстрым нагревом, быстрым охлаждением до T_B и последующей выдержкой в течение сравнительно длительного времени выше этой температуры.

Режим сварки можно подобрать таким образом, чтобы околошовная зона не охлаждалась ниже температуры начала мартенситного превращения T_H . При этом $T_H = 473...623K$.

Тогда переохлаждённый аустенит, выдерживаемый в нижнем субкритическом интервале температур в течение определённого времени, которое зависит от марки стали, распадается, образуя игольчатый троостит, обладающий высокой пластичностью при высокой прочности. Это изотермическая закалка.

Режим многослойной сварки короткими участками целесообразен при сварке сталей, способных к резкой закалке и чувствительных к росту зерна при перегреве.

Температура околошовной зоны последнего слоя повышается постепенно. Последний слой укладывают на металл, подогретый теплом предыдущих слоёв. Температура его околошовной зоны возрастает выше T_{AC3} и затем падает со скоростью, значительно меньшей скорости охлаждения первого слоя.

Длительность нагрева t_H околошовной зоны последнего нагревавшегося слоя выше температуры T_{AC3} , больше, чем для зоны первого слоя. Поэтому рост зерна в стали, чувствительной к перегреву, более вероятен в околошовной зоне последнего слоя.

После заварки последнего слоя в шов больше не поступает тепло, которое могло бы замедлить охлаждение околошовной зоны или продлить пребывание переохлаждённого аустенита выше температуры мартенситного превращения T_H .

Охлаждение зоны несколько замедляется укладкой на поверхность шва так называемого отжигающего валика, который увеличивает длительность пребывания металла околошовной зоны в аустенитной фазе ($t_B' > t_B$).

4.6.3 Расчёты режимов многослойной сварки короткими участками

При многослойной сварке короткими участками можно выделить два основных расчётных параметра, определяющих влияние термического цикла на структуру шва:

- 1) температура охлаждения первого слоя T_B ;
- 2) длительность нагрева t_B (выше T_B).

Температуру охлаждения первого слоя практически удобнее выразить через длину одновременно завариваемого участка l , при которой околошовная зона первого слоя в металле с начальной температурой T_0 охлаждается до T_B :

$$\ell = \frac{0,7 K_G K_3^2 q_{II}^2}{\delta^2 V_{CB} (T_B - T_0)^2}, \quad (4.55)$$

где K_G – коэффициент чистого горения дуги: $K_G = 0,6 \dots 0,8$ – для ручной многослойной сварки, $K_G = 1$ – для автоматической сварки под флюсом;

K_3 – поправочный коэффициент, учитывающий тип соединения: для стыкового соединения $K_3 = 1,5$, для таврового соединения $K_3 = 0,9$, для крестообразного соединения $K_3 = 0,8$;

q_{II} – эффективная тепловая мощность дуги;

δ – толщина металла, см;

V_{CB} – скорость сварки, см/с;

T_B – температура выдержки, принимают в соответствии с T_H или в соответствии с температурой вероятного образования холодных трещин;

T_0 – начальная температура металла.

После этого производится *расчет времени* пребывания металла при температуре, большей T_B :

- 1) определим значение расчетной мощности дуги q_P :

$$q_P = K_G K_d q, \quad (4.56)$$

где K_D – коэффициент приведения мощности дуги, учитывающий тип соединения: $K_D = 1$ – для стыкового соединения, $K_D = 0,67$ – для соединения втавр и внахлест, $K_D = 0,6$ – для соединения крестового;

2) определим относительную температуру:

$$Q_1 = \frac{2\lambda\delta\ell\sqrt{\frac{b}{a}}}{q_P}(T_b - T_0), \quad (4.57)$$

где λ – коэффициент теплопроводности;

a – коэффициент температуропроводности;

δ – толщина металла;

l – длина одновременно заваренного участка;

b – коэффициент теплоотдачи с поверхности;

3) определим относительное расчётное расстояние околошовной зоны:

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a}|X|}, \quad (4.58)$$

где X – расчетное расстояние околошовной зоны от плоского источника;

$X = 1/2$ – ширина разделки поверху (для стыковых соединений), для угловых швов X равно половине длины катета шва;

4) определим продолжительность действия источника, которая принимается за длительность полной заварки рассматриваемого шва, включая и перерывы:

$$t_c = \frac{\ell}{V_{CB}} \left(\frac{n-1}{K_F} + 1 \right), \quad (4.59)$$

где n – количество слоев;

5) определяем относительную продолжительность действия источника $b t_c$;

6) по найденным значениям $b t_c$, ρ_1 , Q_1 по номограммам находим относительную длительность K_D нагрева околошовной зоны первого слоя выше температуры выдержки (рис. 4.22).

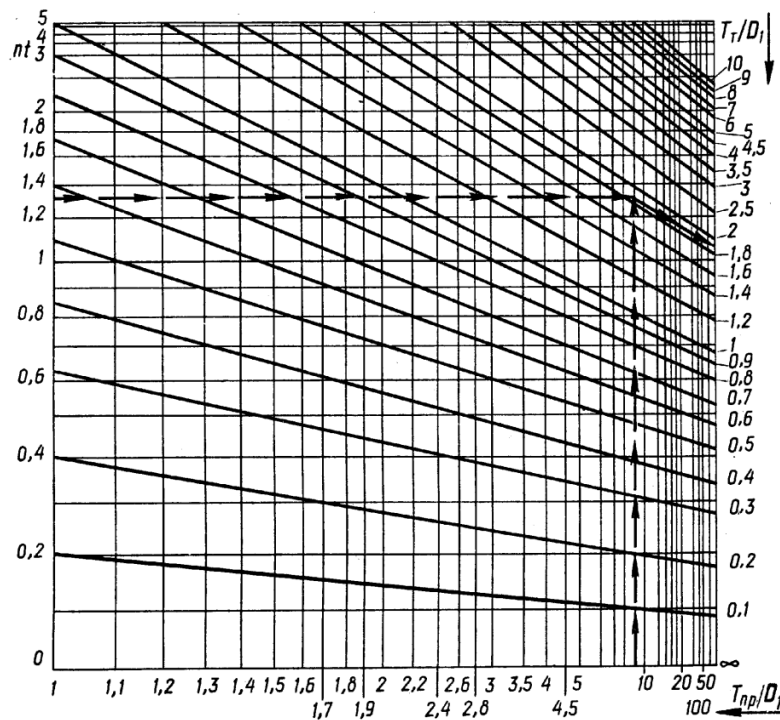


Рисунок 4.22 – Номограмма для определения длительности пребывания t_B выше определенной температуры T_B точек околошовной зоны в зависимости от длительности действия t_C источника

Находим время выдержки первого слоя:

$$(t_s)_1 = \frac{bt_B}{b}; \quad (4.60)$$

7) длительность нагрева околошовной зоны последнего слоя выше температуры выдержки можно приблизительно рассчитать из следующего соотношения:

$$(t_B)_n \approx (t_B)_1 + \frac{\ell}{V_{CB}K_F} - t_C. \quad (4.61)$$

После этого полученную длительность $(t_B)_n$ сравниваем с длительностью распада аустенита t_C для данной марки стали. Если расчетная величина оказывается больше найденной из диаграммы распада аустенита, то режим рассчитан правильно.

Если $(t_B)_n$ меньше, чем t_C , то нужно уменьшить длину l .

4.7 Расчеты плавления основного и присадочного материала при сварке

4.7.1 Сварочная ванна. Зона проплавления

Тепло сварочной дуги полезно расходуется на расплавление электродов и на проплавление основного металлоизделия.

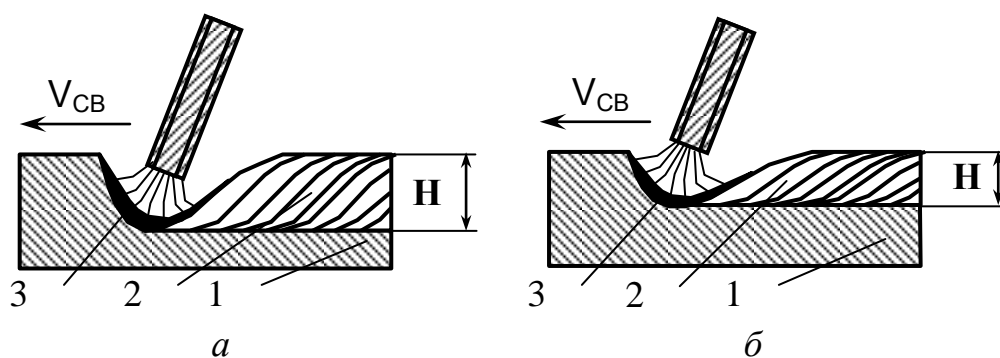
Вследствие высокой концентрации тепла в пятне нагрева сварочная дуга мгновенно нагревает поверхностный слой металла и перегревает его до температуры кипения. Непосредственно под дугой образуется сварочная ванна. При этом дуга оказывает давление на поверхность ванны жидкого металла, вследствие чего под дугой образуется кратер. Глубина кратера, а, следовательно, и сварочной ванны, зависит от интенсивности дутья дуги, которая, в свою очередь, определяется величиной сварочного тока, диаметром электрода, составом газовой атмосферы, составом шлака и т.д.

На практике встречаются дуги с различной степенью погружения в сварочную ванну.

Крайними типами является поверхностная дуга (рис. 4.23, а) и дуга углублённая (рис. 4.23, б).

При поверхностной дуге кратер неглубок, пятно дуги мало углубляется относительно поверхности металла. Глубина проплавления невелика, жидкий металл почти полностью находится под активным теплом дуги.

При погружении дуги жидкая ванна оттесняется давлением дуги. Пятно и столб дуги полностью или частично погружаются в основной металл и более эффективно оплавливают дно ванны и её переднюю кромку.



- 1 – основной металл; 2 – сварной шов;
3 – жидкий металл сварочной ванны

Рисунок 4.23 – Сварочная дуга: поверхностная (а) и углубленная (б)

Под дугой остаётся лишь весьма тонкий слой жидкого металла.

Такая дуга наблюдается при сварке на повышенных плотностях тока (при сварке под флюсом или в среде защитных газов), а при ручной сварке – при так называемом способе сварки опёртым электродом.

Если разрезать сварочный шов, то в поперечном сечении мы получим зону проплавления, или след перемещения сварочной ванны.

Зона проплавления, или сварочная ванна, характеризуется следующими геометрическими параметрами (см. рис. 4.23, 4.24):

L - длина сварочной ванны;

H - глубина проплавления;

B - ширина шва или ширина зоны проплавления;

A - величина превышения наплавленного металла над основным металлом;

F_H - величина площади наплавки;

$F_{\text{ПР}}$ - площадь проплавления.

Очертание зоны проплавления зависит от режима сварки и способа ведения дуги. Зона проплавления характеризуется и такими показателями:

а) μ - коэффициент полноты ($\mu = \frac{F_{\text{ПР}}}{HB}$), который показывает, какая часть прямоугольника HB занята сварным швом.

Коэффициент полноты является наиболее устойчивым показателем для данного способа сварки. Например, при ручной сварке $\mu = 0,6 \dots 0,7$;

б) $\frac{H}{B}$ - относительная глубина проплавления;

в) $\varphi = \frac{H}{B}$ - коэффициент формы шва.

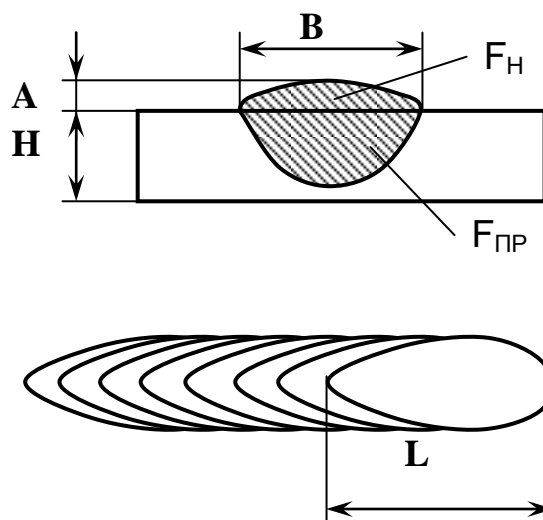


Рисунок 4.24 – Сварочная ванна

Эти коэффициенты очень важны. Они определяют технологическую прочность шва, а также схему кристаллизации наплавленного металла. Поэтому прежде всего нужно задаться коэффициентом φ .

4.7.2 Расчет длины сварочной ванны

Теоретическое очертание сварочной ванны расплавленного металла должно соответствовать мгновенному очертанию изотермы плавления основного металла.

Прямой расчет на основании имеющихся зависимостей предельной температуры от координат и времени даёт возможность оценить размеры сварочной

ванны зоны проплавления только в случае мощного быстродействующего источника.

Длина сварочной ванны определяется из формул процессов распространения тепла в пластине и полубесконечном теле:

а) при автоматической наплавке валика на массивное тело:

$$(T - T_0)_{(r,t)} = \frac{q_H / V_{CB}}{2\pi\lambda t} \exp\left(-\frac{r^2}{4at}\right);$$

б) при автоматической сварке листов встык с полным проплавлением:

$$(T - T_0)_{(y,t)} = \frac{q_H / V_{CB} \delta}{\sqrt{4\pi\lambda c \gamma}} \exp\left(-\frac{y^2}{4at} - b_1 t\right).$$

Наибольшая длина сварочной ванны наблюдается по ее оси, т.е. при $r = 0$ и $y = 0$. Для упрощения расчетов принимаем, что $b_1 \approx 0$.

Тогда:

$$(T_{пл} - T_0)_{(0,t)} = \frac{q_H / V_{CB}}{2\pi\lambda t}; \quad (T_{пл} - T_0) = \frac{q_H / V_{CB} \delta}{\sqrt{4\pi\lambda t_{пл} c \gamma}}.$$

Определим время, в течение которого сварочная ванна находилась в расплавленном состоянии:

$$t_{пл} = \frac{q_H / V_{CB}}{2\pi\lambda(T_{пл} - T_0)}; \quad (4.62)$$

$$t_{пл} = \frac{(q_H / V_{CB} \delta)^2}{4\pi\lambda c \gamma (T_{пл} - T_0)^2}. \quad (4.63)$$

Длина сварочной ванны определяется как произведение скорости сварки на время пребывания металла в зоне расплавления.

$$L = V_{CB} t_{пл}. \quad (4.64)$$

С учетом выражений (4.62) и (4.63), длина сварочной ванны равна:

$$L = \frac{q}{2\pi\lambda(T_{пл} - T_0)}; \quad (4.65)$$

$$L = \frac{q^2 / V \delta^2}{4\pi\lambda c \gamma (T_{пл} - T_0)^2}. \quad (4.66)$$

Из этих зависимостей вытекают следующие **выводы**:

– при автоматической наплавке валика на массивное тело длина сварочной ванны пропорциональна эффективной тепловой мощности дуги и не зависит от скорости сварки. На самом деле в реальных условиях наблюдается некоторая зависимость длины сварочной ванны от скорости сварки. Это связано с тем, что при выводе исходных формул был принят целый ряд допущений, как и в отношении формы изделия;

– для тонкой пластины длина сварочной ванны пропорциональна квадрату удельной мощности нагрева $(q_{II}/\delta)^2$ и обратно пропорциональна скорости сварки.

4.7.3 Расчет параметров зоны проплавления (рис. 4.25)

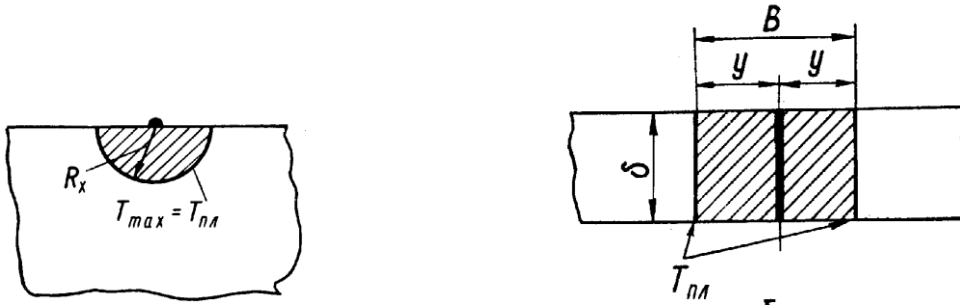


Рисунок 4.25 – Схемы сварных швов для расчета параметров зоны проплавления

Ширину зоны проплавления получим из формул максимальных температур, приравняв $B = 2r_0 = 2y_0$.

Для полубесконечного тела

Для сварки встык

$$(T_{\max} - T_0)_{(x_0)} = \frac{2}{\pi} \frac{q_{II} / V_{CB}}{c \gamma r_0^2}; \quad (T_{\max} - T_0)_{(y_0)} = \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda}} \frac{q_{II} / V_{CB} \delta}{c \gamma 2 y_0}. \quad (4.67)$$

Для случая сварки тонких листов встык мы пренебрегаем теплоотдачей с поверхности.

Принимаем $T_{\max} = T_{\text{плавл}}$.

$$B = 2\sqrt{\frac{2q_{II}/V_{CB}}{\pi\lambda c\gamma(T_{ПЛ} - T_0)}}; \quad (4.68)$$

$$B = \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda}} \frac{q/V\delta}{c\gamma(T_{ПЛ} - T_0)}; \quad (4.69)$$

$$H = B/2;$$

$$H = \delta;$$

$$F_{ПР} = \frac{\pi B^2}{8} = \frac{q/V}{\lambda c\gamma(T_{ПЛ} - T_0)}; \quad (4.70)$$

$$F_{ПР} = \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda}} \frac{q/V}{c\gamma(T_{ПЛ} - T_0)}. \quad (4.71)$$

На основании имеющихся зависимостей можно рассчитать и объём ванны жидкого металла. Полученные зависимости относятся к мощным быстродвижущимся дугам. Для того чтобы иметь аналогичные зависимости для источника нагрева любой мощности, движущегося с произвольной постоянной скоростью, необходимо воспользоваться понятием термического КПД процесса проплавления.

4.7.4 Тепловая эффективность процесса проплавления

Количество тепла, расходуемое на проплавление основного металла в единицу времени, может быть рассчитано по формуле

$$q_{ПР} = F_{ПР} V_{CB} \gamma S_{ПЛ}, \quad (4.72)$$

где V_{CB} – скорость сварки, м/с;

γ – плотность жидкого металла, г/см³;

$S_{ПЛ}$ – теплосодержание расплавленного металла, кал/г. Для низкоуглеродистой стали с учётом скрытой теплоты плавления $S_{ПЛ} = 1358$ Дж/г.

Количество тепла, затрачиваемое на проплавление металла, представляет собой часть эффективной мощности нагрева изделия и характеризуется термическим КПД процесса проплавления:

$$\eta_t = \frac{q_{\text{ПР}}}{q_{\text{И}}}.$$

$$\text{Отсюда} \quad q_{\text{ПР}} = \eta_t q_{\text{И}}; \quad (4.73)$$

$$q = \eta_{\text{И}} q_{\text{ОБЩ}} = \eta_{\text{И}} U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}}; \quad (4.74)$$

$$q_{\text{ПР}} = \eta_t \eta_{\text{И}} q_{\text{ОБЩ}}, \quad (4.75)$$

где $\eta_t \eta_{\text{И}}$ – полный тепловой КПД процесса плавления.

Если известны параметры режима сварки и величина $\eta_{\text{ПР}}$, можно рассчитать площадь проплавления основного металла (из формулы (4.72)):

$$Q_{\text{ПР}} = \eta_t \eta_{\text{И}} q_{\text{ОБЩ}} = \eta_{\text{ПР}} q_{\text{ОБЩ}},$$

$$F_{\text{ПР}} = \eta_t \frac{q_{\text{И}} / V_{\text{СВ}}}{\gamma S_{\text{ПЛ}}}. \quad (4.76)$$

Если считать $\gamma S_{\text{ПЛ}} = \text{const}$, то площадь проплавления пропорциональна термическому КПД процесса проплавления и погонной энергии сварки.

4.7.5 Определение величины термического КПД процесса проплавления

Наиболее просто определить η_t в случае мощного быстродвижущегося источника. Он рассчитывается на основании формул для расчета максимальных температур – (4.24) и (4.32).

Из выражения (4.24) получаем:

$$(T_{\text{ПЛ}} - T_0)_{(r_0)} = \frac{1}{e} \frac{q_{\text{И}} / V_{\text{СВ}}}{c\gamma} \frac{1}{\pi r^2 / 2}, \quad (4.77)$$

откуда

$$c\gamma \left(T_{\text{ПЛ}} - T_0 \right) \frac{\pi r^2}{2} V_{\text{СВ}} = \frac{1}{e} q_{\text{И}}, \quad (4.78)$$

$$1/e = 0,368. \quad (4.79)$$

В уравнении (4.78) левая часть равна $q_{\text{ПР}}$, а правая $0,368 q_{\text{И}}$.
Отсюда

$$\frac{q_{\text{ПР}}}{q_{\text{И}}} = \eta_t = 0,368. \quad (4.80)$$

При наплавке валика на массивное изделие мощной дугой η_t принимает максимальное значение - $\eta_t = 0,368$.

При автоматической сварке листов встык за один проход (по аналогии с наплавкой)

$$(T_{\text{ПЛ}} - T_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \frac{q_{\text{И}}}{c \gamma 2 y_0 \delta},$$

откуда

$$2 y_0 \delta V_{\text{СВ}} c \gamma (T_{\text{ПЛ}} - T_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} q_{\text{И}}. \quad (4.81)$$

Левая часть уравнения (4.80) равна $q_{\text{ПР}}$, а правая, с учетом того, что $\sqrt{\frac{2}{\pi e}} = 0,484$, равна $0,484 q_{\text{И}}$. Следовательно, $\eta = \frac{q'_{\text{ПР}}}{q_{\text{И}}} = 0,484$.

В случае сварки тонких листов встык мощной быстродвижущейся дугой термический КПД принимает максимальное значение, равное $0,484$.

В общем случае при сварке и наплавке дугой любой мощности величина η_t определяется по специальным номограммам.

При наплавке валика на массивное изделие пользуются графической зависимостью термического КПД функцией безразмерного критерия ξ_3 .

$$\eta_t = f(\xi_3), \quad (4.82)$$

$$\text{где } \xi_3 = \frac{qV}{a^2 S'_{\text{ПЛ}}},$$

здесь a – коэффициент теплопроводности;

$S'_{\text{ПЛ}}$ – объемное теплосодержание расплавленного металла.

Величина η_t пропорциональна скорости сварки и мощности дуги, т.е., чем более мощный источник имеется и чем быстрее он передвигается по поверхности изделия, тем более эффективно используется тепло сварочной дуги.

Зависимость (4.82) представлена на номограмме (рис. 4.26) для различных отношений H/B . Как видно из рис. 4.26, одна и та же кривая может использоваться для различных отношений H/B , например: $0,1$ и $2,5$; $0,2$ и $1,25$; $0,3$ и $0,83$; $0,4$ и $0,625$. При увеличении η_t величина ξ_3 возрастает. Для отношения $H/B = 0,5$ максимальное значение η_t составляет $0,368$.

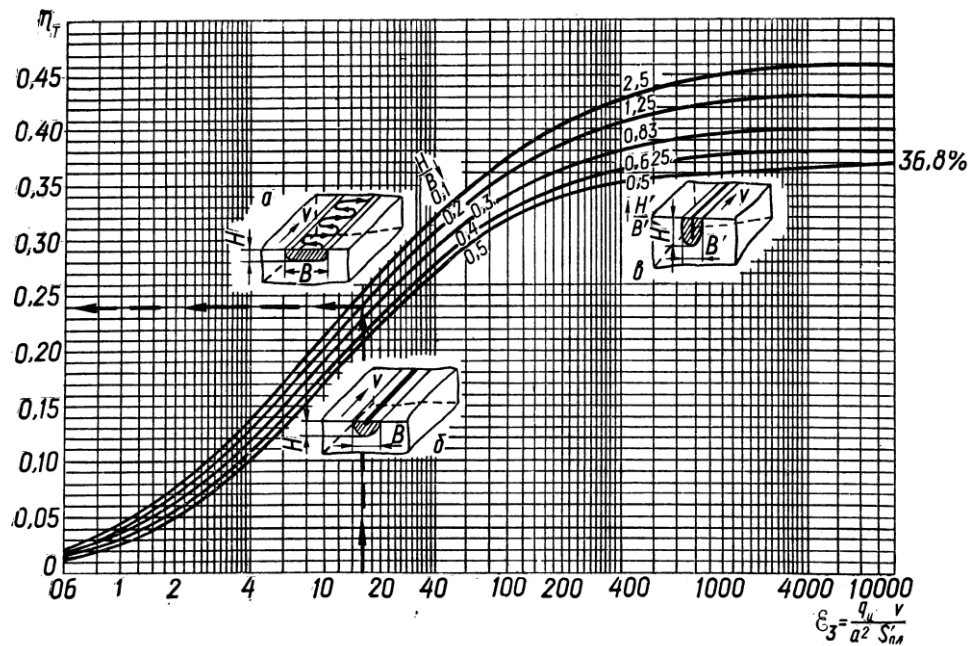


Рисунок 4.26 – Номограмма для определения термического КПД при наплавке валика на массивное тело

Для случая сварки тонких листов встык величина η_t определяется функцией другого безразмерного критерия, который равен $\xi_2 = q/(\delta a S'_{пл.})$. Зависимость η_t от ξ_2 представлена на рис.4.27. Как видно, с увеличением ξ_2 величина η_t возрастает, и максимальное значение η_t составляет 0,484.

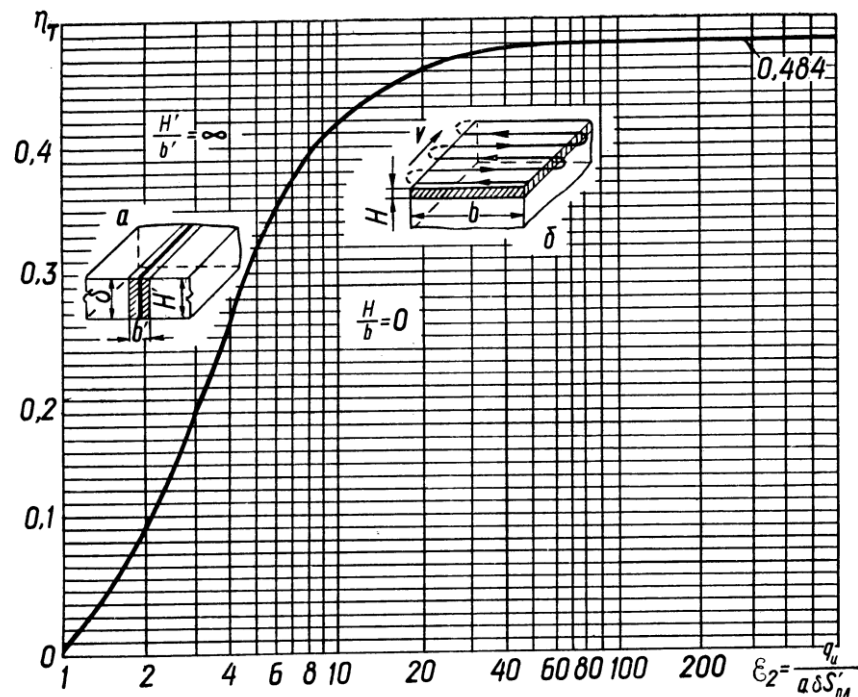


Рисунок 4.27 – Номограмма для определения термического КПД при сварке тонких листов встык

4.8 Расчет и плавление присадочного (электродного) металла

Электрод нагревают два источника:

- 1 – дуга, которая вводит тепло через пятно нагрева на рабочем торце электрода;
- 2 – распределённый по объёму электрода источник, т.е. тепло, выделяемое электрическим током по закону Ленца-Джоуля по всей длине электродного стержня – от места подводящего контакта до дуги.

Дуга нагревает электрод на сравнительно небольшом участке (2...3 мм). В основном, дуга оказывает действие на торце электрода.

Ток, протекающий по электроду, нагревает его по всей длине вылета. При небольших вылетах электрода и малой плотности тока нагрев электрода током можно не учитывать. Но с увеличением вылета и плотности тока нагрев током сказывается всё сильнее.

При больших плотностях тока, при автоматической и полуавтоматической сварке в вылете электрода может выделяться до 25...40% всего количества тепла, расходуемого на плавление электрода.

4.8.1 Нагрев электрода током. Тепловой баланс

При ручной дуговой сварке невозможно говорить о восстановлении температурного поля, т.к. электрод всё время расплавляется, длина (вылет) всё время уменьшается, размеры температурного поля всё время меняются, но, т.к. различные сечения электрода нагреваются протекающим через электрод током в разное время, то можно построить кривую зависимости температуры по длине электрода $l_{\text{э}}$ (рис. 4.28).

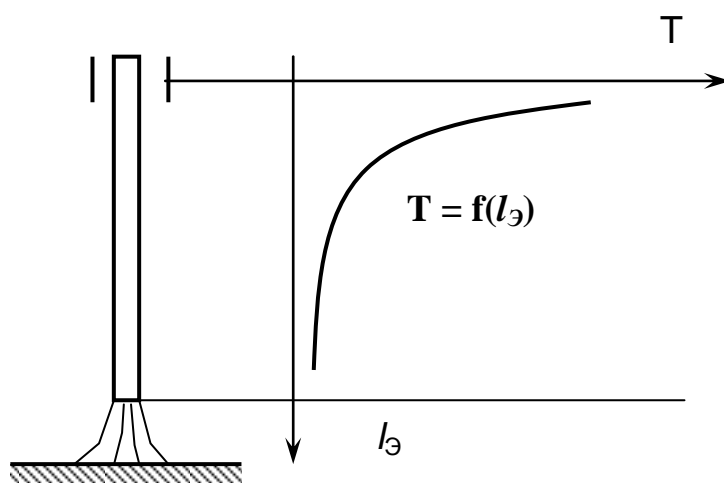


Рисунок 4.28 – Зависимость температуры от нагрева сварочным током

При автоматической или полуавтоматической сварке максимальная температура достигается у торца электрода, нагреваемого дугой (рис. 4.29).

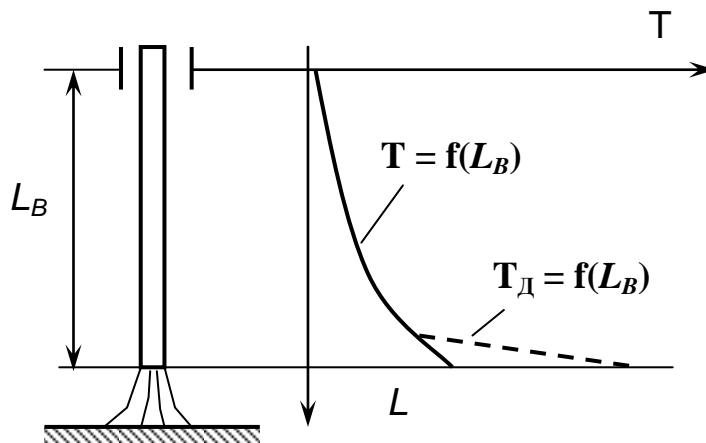


Рисунок 4.29 – Зависимость температуры от длины вылета электрода при автоматической сварке

Тепловой баланс от нагрева электрода током при ручной дуговой сварке покрытым электродом определяется следующим образом.

В электроде выделяется тепло Q .

Это тепло расходуется на повышение теплосодержания электродного стержня Q_1 , слоя покрытия Q_2 и на теплоотдачу в окружающую среду Q_3 :

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3. \quad (4.83)$$

При ручной дуговой сварке необходимо учитывать все составляющие теплового баланса.

При этом Q определяется из закона Джоуля-Ленца:

$$Q = 0,24 I_D^2 \frac{\rho_T}{F_{ЭЛ}} dt, \quad (4.84)$$

где ρ_T – удельное сопротивление материала электрода при температуре нагрева электрода током T_T ;

$F_{ЭЛ}$ – площадь поперечного сечения электродного металлического стержня.

Повышение теплосодержания электродного металлического стержня определяется так:

$$Q_1 = (c\gamma)'_T \frac{dT}{dt} F_{Э} l_{Э} dt, \quad (4.85)$$

где $(c\gamma)'_T$ – объёмная теплоёмкость металла стержня при температуре нагрева T_T .

Теплосодержание электродного покрытия Q_2 определяется по формуле

$$Q_2 = (c\gamma)_{T''}'' \frac{dT}{dt} F_{\Pi} dt, \quad (4.86)$$

где $(c\gamma)_{T''}''$ – объёмная теплоёмкость покрытия при температуре его нагрева (при T_T);

F_{Π} – площадь поперечного сечения покрытия электрода.

Теплоотдача в окружающую среду Q_3 определяется из соотношения

$$Q_3 = \alpha_n (T'' - T_0) \pi d_{\Pi} l_{\Sigma} dt, \quad (4.87)$$

где α_n – коэффициент поверхностной теплоотдачи покрытия электрода при температуре его нагрева;

T_0 – температура окружающей среды;

d_{Π} – наружный диаметр покрытого электрода.

В записанных уравнениях (в составляющих теплового баланса) содержится большое количество переменных, которые изменяются с увеличением температуры нагрева. Поэтому, даже если принят целый ряд допущений, решить уравнение теплового баланса в общем виде не удаётся. Его упрощают и решают численным методом: весь интервал температур нагрева электрода разбивают на отдельные отрезки; например $0 \dots 50^0$; $50 \dots 100^0$; $100 \dots 150^0$ и т.д.

В каждом интервале температур определяют переменные теплофизические константы: ρ_T ; $(c\gamma)_T$; $(\alpha_n)_T$.

После этого из уравнения теплового баланса рассчитывают параметр $\Delta T / \Delta t$.

Отсюда определим Δt и строим график зависимости (рис.4.30).

Более точно решение этого уравнения осуществляется на ПЭВМ по специальной программе.

Такой расчет позволяет сделать следующие выводы:

1 При заданных диаметре электрода и плотности тока в нём существует предельная температура нагрева, т.к. потери на теплоотдачу в окружающую среду возрастают интенсивнее выделения тепла от прохождения тока.

2 Чем тоньше электрод при заданной плотности тока, тем ниже предельная температура нагрева и тем медленнее он будет нагреваться.

3 С повышением плотности тока нагревание ускоряется.

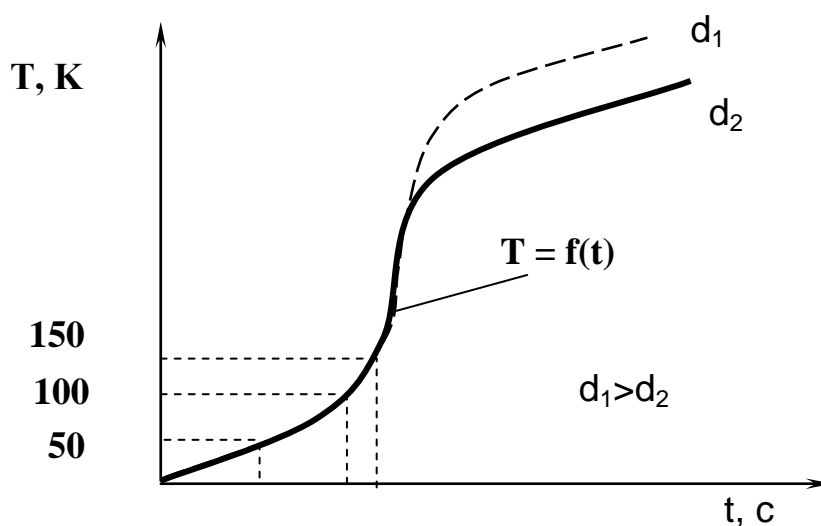
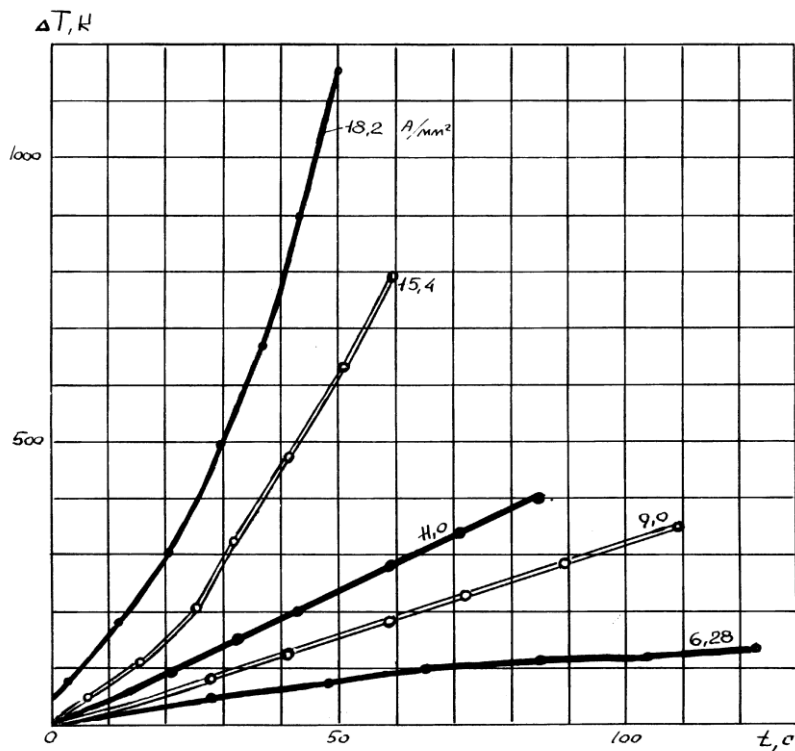


Рисунок 4.30 – Зависимость температуры нагрева покрытия от времени сварки электродом

4 Покрытый электрод при равной плотности тока нагревается медленнее голого. Эта особенность связана с накоплением тепла в слое покрытия.

Эти выводы подтверждаются данными замеров температуры на поверхности их покрытия в зависимости от времени горения дуги (рис. 4.31). Как видно из зависимостей, насыщение достигается только при малых плотностях тока.



Стержень $\varnothing 6$ мм из низкоуглеродистой стали (0,15% С)

Рисунок 4.31 – Нагрев электрода с покрытием

4.8.2 Приближённый метод расчета процесса нагрева электрода током

Наиболее интересным для практики диапазоном температур является 0...1100 К. В этом диапазоне наблюдается линейная зависимость между теплофизическими константами C_p , α и ρ и температурой. Поэтому решение уравнения теплового баланса значительно упрощается.

После подстановки всех линейных зависимостей в исходное уравнение теплового баланса и проведения ряда математических преобразований получается приближённое уравнение теплового баланса (формула для расчета нагрева электрода током):

$$\frac{D_1 + T}{T_{\text{ПР}} - T} = \frac{D_1 + T_0}{T_{\text{ПР}} - T_0} e^{nt}, \quad (4.88)$$

где D_1 – постоянная, определяемая из таблицы, зависит от типа электрода и рода тока;

T – расчетная температура электрода, полученная в результате нагрева током;

T_0 – начальная температура электрода (температура окружающей среды);

t – время нагрева электрода, с;

$T_{\text{ПР}}$ – предельная температура нагрева, наступающая при бесконечно длительном действии тока, т.е. при $t \rightarrow \infty$:

$$T_{\text{ПР}} = m d_{\text{Э}} j^2 + T_0, \quad (4.89)$$

здесь m – постоянная величина, определяемая из таблиц, зависит от типа электрода;

j – плотность тока, А/см².

$$\eta = \frac{A}{m d_{\text{Э}}} \left(\frac{T_{\text{ПР}}}{D_1} + 1 \right); \quad (4.90)$$

где A – постоянная величина, которая зависит от типа электрода и рода тока, определяемая из таблицы 4.2.

Расчет значительно упрощается, если пользоваться номограммой Н.Н.Рыкалина, которая связывает безмерное время нагрева электрода nt , безразмерную предельную температуру нагрева $T_{\text{ПР}}/D_1$ и безразмерную температуру нагрева электрода током T/D_1 (рис. 4.32).

Таблица 4.2 – Постоянные параметры для разных электродов и рода тока

Электрод		Род тока	$A, \frac{\text{мм}^2 \cdot ^\circ\text{C}}{(\text{A}^2 \cdot \text{с})}$	$D_1, ^\circ\text{C}$	$m, \frac{\text{мм}^3 \cdot ^\circ\text{C}}{\text{a}^2}$
Проволока	Покрытие				
Низкоуглеродистая	Меловое	Постоянный	3,1	240	2,65
		Переменный	3,7	300	2,65
	Качественное	Постоянный	2,4	200	2,5
		Переменный	2,7	240	2,5

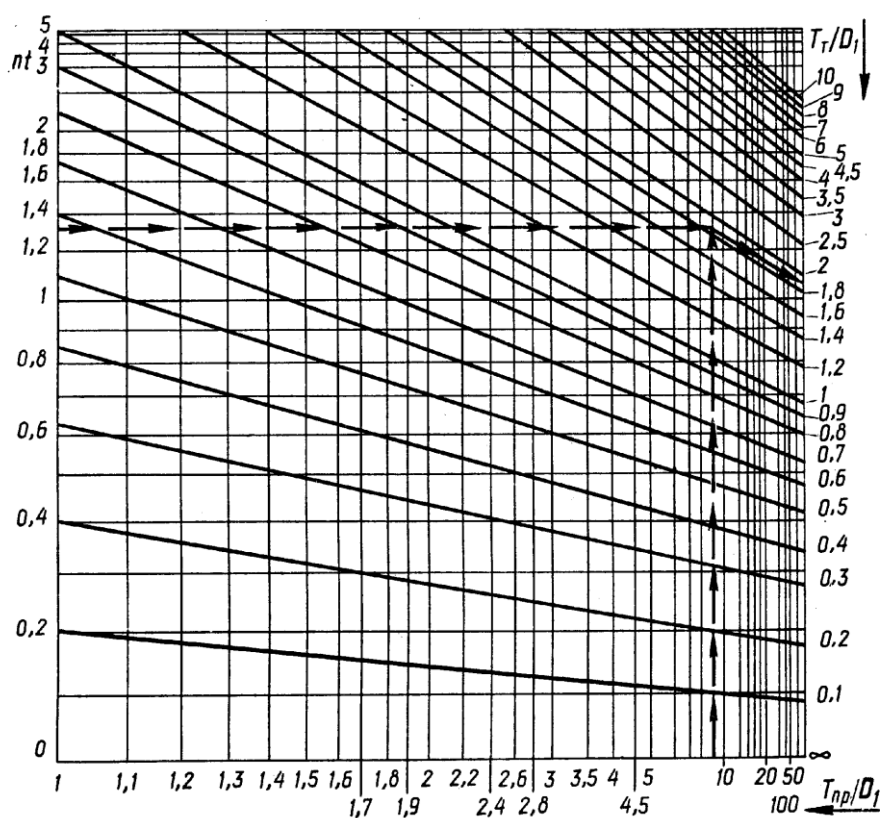


Рисунок 4.32 – Номограмма для расчета нагрева стальных электродов током

Для расчета должны быть заданы d_3 и тип покрытия; род тока и его величина; начальная температура электрода; время, по истечении которого необходи-

мо определить температуру, чаще всего это время расплавления стандартного электрода.

Расчет выполнен по следующей схеме.

1 Из табл.4.2 находим постоянные коэффициенты: A , D_1 , m .

2 Определим плотность тока:

$$i = \frac{4I_{CB}}{\pi d_{\text{Э}}^2},$$

где $d_{\text{Э}}$ – диаметр электрода, мм.

3 Определим предельную температуру нагрева:

$$T_{\text{ПР}} = m d_{\text{Э}} j^2 + T_0; \quad (4.91)$$

и рассчитываем безразмерную температуру нагрева $T_{\text{ПР}}/D_1$.

4 Рассчитываем параметр η :

$$\eta = \frac{A}{m d_{\text{Э}}} \left(\frac{T_{\text{ПР}}}{D_1} + 1 \right); \quad (4.92)$$

и находим безразмерное время нагрева nt .

5 По номограмме находим безразмерную температуру нагрева электрода $T/D_1 = K$.

4.8.3 Расчет нагрева электрода током при автоматической и полуавтоматической сварке

Необходимо учесть, что покрытия на электроде нет, а теплоотводом с поверхности пренебрегаем из-за малой величины вылета электрода, поэтому $Q = Q_1$.

Таким образом, упрощённое уравнение теплового баланса будет $Q = Q_1$, т.е. всё тепло идёт на повышение *теплосодержания* стержня электрода.

При этом

$$Q = 0,24 I_{CB}^2 \frac{\rho_T L_{\text{вылета}}}{F_{\text{Э}}} dt, \quad (4.93)$$

$$Q_1 = (c\gamma)_T \frac{dT}{dt} F_{\text{Э}} L_B dt. \quad (4.94)$$

Тепловой баланс имеет вид

$$0,24I_{CB}^2 \frac{\rho_T L_B}{F_{\varnothing}} dt = c\gamma_T \frac{dT}{dt} F_{\varnothing} L_B dt. \quad (4.95)$$

Так как

$$\frac{I_{CB}^2}{F_{\varnothing}^2} = j^2,$$

то после сокращений равенство (4.95) принимает вид

$$0,24j^2 \left(\frac{\rho}{c\gamma}\right)_T = \frac{dT}{dt}. \quad (4.96)$$

Коэффициенты ρ и $c\gamma$ зависят от температуры.

Если электрод нагревается в интервале температур 273...1100 К, то между этими коэффициентами для данной стали при температуре нагрева и этими же коэффициентами при 273 К существует линейная зависимость:

$$\left(\frac{\rho}{c\gamma}\right)_T = \left(\frac{\rho}{c\gamma}\right)_0 (1 + \beta T), \quad (4.97)$$

где T – температура нагрева;

β – постоянная величина для данной марки стали.

Подставив эту зависимость в дифференциальное уравнение (4.96), мы получаем линейное дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами:

$$T = \left(\frac{1}{\beta} + T_0\right) e^{kj^2 t} - \frac{1}{\beta}, \quad (4.98)$$

где K – постоянная величина для данной стали.

$$K = \left(\frac{\rho}{c\gamma}\right)_0 \beta.$$

Время сварки t рассчитывается по уравнению

$$t = \frac{L_B}{V_{II}}, \quad (4.99)$$

где V_{II} – скорость подачи электродной проволоки;

L_B – длина вылета.

В уравнении (4.98) $T = T_0$ при условии, что $t = 0$.

4.8.4 Расплавление электрода

4.8.4.1 Тепловой баланс процесса расплавления. Производительность процесса расплавления. Коэффициент расплавления

Количество тепла, вводимого сварочной дугой в электрод, представляет собой часть общей тепловой мощности сварочной дуги:

$$q_{\text{Э}} = \eta_{\text{Э}} q_{\text{ОБЩ}}, \quad (4.100)$$

где $\eta_{\text{Э}}$ – эффективный КПД нагрева электрода дугой, $\eta_{\text{Э}} = 0,15 \dots 0,30$.

Это количество тепла затрачивается на повышение теплосодержания металла электрода от температуры подогрева его током до температуры отрывающихся капель:

$$q_{\text{Э}} = V_{\text{Э}} \gamma F_{\text{Э}} (S_{\text{к}} - S_{\text{Т}}), \quad (4.101)$$

где $V_{\text{Э}}$ – скорость расплавления электрода;

γ – плотность металла электрода;

$F_{\text{Э}}$ – площадь поперечного сечения электрода;

$S_{\text{к}}$ – теплосодержание расплавленного металла электрода при температуре отрывающихся капель ($T_{\text{к}}$);

$S_{\text{Т}}$ – теплосодержание металла электрода при температуре подогрева электрода протекающим током ($T_{\text{Т}}$);

$V_{\text{Э}} \gamma F_{\text{Э}}$ – мгновенная производительность расплавления ($q_{\text{р}}$), г/с.

Если бы $S_{\text{Т}}$ была постоянной по длине электрода, то мгновенная производительность расплавления тоже оставалась бы постоянной.

Такой её можно считать при автоматической и полуавтоматической сварке, если в процессе сварки не меняется величина вылета электрода.

При ручной дуговой сварке теплосодержание $S_{\text{Т}}$ всё время растёт по мере расплавления электрода, и в результате растёт и мгновенная производительность расплавления электрода. Поэтому вводится понятие средней производительности расплавления, которая при ручной сварке является действительно какой-то усреднённой величиной, а при автоматической и полуавтоматической сварке она равна мгновенной производительности расплавления.

Между производительностью и сварочным током существует следующая зависимость:

$$q_p = \alpha_p I_{CB}, \quad (4.102)$$

где α_p – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом расплавления.

Он представляет собой массу электродного металла, расплавляемого в единицу времени, приходящуюся на каждый ампер сварочного тока, г/(А·с):

$$\alpha_p = \frac{q_p}{I_{CB}} \text{ (г/А·с)}. \quad (4.103)$$

Практически пользоваться такой зависимостью неудобно. Поэтому пользуются зависимостью:

$$\alpha_p = 3600 \frac{q_p}{I_{CB}}. \quad (4.104)$$

Величина коэффициента расплавления зависит от способа сварки, режима сварки, от рода и полярности тока.

При ручной сварке в зависимости от типа электрода $\alpha_p = 8 \dots 14$ г/(А·ч).

При автоматической и полуавтоматической сварке отмечается очень сильная зависимость α_p от I_{CB} .

При обычных условиях однодуговой сварки $\alpha_p = 16 \dots 23$ г/(А·ч) (автоматическая и полуавтоматическая сварка).

Имеются различные способы повышения коэффициента α_p до 40 г/(А·ч).

Установим зависимость между параметрами процесса сварки и коэффициентом расплавления. С учетом выражений (4.100) и (4.101) получаем

$$q_{\Sigma} = \frac{V_{\Sigma} \gamma F_{\Sigma} (S_k - S_T)}{q_P}, \quad (4.105)$$

отсюда

$$q_P = \frac{\eta_{\Sigma} U_D I_{CB}}{S_k - S_T}. \quad (4.106)$$

Подставив в уравнение (4.103) значение q_p согласно (4.106), получаем:

$$\alpha_P = \frac{3600 \eta_{\text{Э}} U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}}}{(S_k - S_T) I_T}. \quad (4.107)$$

Несмотря на то, что в конечной формуле нет связи между током дуги и коэффициентом расплавления (α_P), они связаны между собой тесно, т.к. с изменением тока меняется произведение $\eta_{\text{Э}} U_{\text{Д}}$ и теплосодержание S_T .

4.8.5 Неравномерность расплавления электрода

При ручной дуговой сварке вследствие подогрева электрода сварочным током скорость расплавления электрода не остаётся постоянной, а увеличивается по мере расплавления электрода. Для характеристики неравномерности плавления электрода вводится понятие *коэффициента неравномерности расплавления электрода*:

$$K_H = \frac{q_{P_{\max}}}{q_{P_0}} = \frac{V_{\text{Э}_{\max}}}{V_{\text{Э}_0}}, \quad (4.108)$$

где $q_{P_{\max}}$ – производительность расплавления в конце плавления электрода;

$V_{\text{Э}_{\max}}$ – скорость расплавления в конце плавления;

q_{P_0} и $V_{\text{Э}_0}$ – производительность расплавления и скорость расплавления электрода в начальный момент его плавления.

С увеличением плотности тока растёт коэффициент неравномерного расплавления электрода:

$$\eta_{\text{Э}} = \eta_{\text{Э}} U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}} = q_{P_{\max}} (S_{\text{ПЛ}} - S_T). \quad (4.108)$$

Из уравнения (4.108) следует:

$$q_{P_{\max}} = \frac{\eta_{\text{Э}} U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}}}{S_{\text{ПЛ}} - S_{T_{\max}}}, \quad (4.109)$$

где $S_{T_{\max}}$ – теплосодержание электродного металла от нагрева током в конце плавления электрода.

Аналогично можно записать производительность расплавления электрода в начальный период плавления:

$$q_{P_0} = \frac{\eta_{\Sigma} U_{\text{д}} I_{\text{св}}}{S_{\text{пл}} - S_{T_0}}, \quad (4.110)$$

где S_{T_0} – теплосодержание электрода в начале плавления электрода.

Если считать параметры режима сварки не изменяющимися в процессе плавления электрода, то с учетом (4.108) получим:

$$K_H = \frac{S_{\text{пл}} - S_{T_0}}{S_{\text{пл}} - S_{T_{\text{max}}}}. \quad (4.111)$$

Это значит, что

$$S_{T_{\text{max}}} = f(T_{\text{max}}). \quad (4.112)$$

Коэффициент неравномерного плавления зависит от температуры, до которой нагревается электрод током к концу его плавления.

Неравномерность расплавления электрода изменяет параметры валика в процессе сварки.

Кроме того, при значительном перегреве электрода (до 900К и выше) разрушается электродное покрытие.

Металл электрода может насытиться вредными газами ещё до расплавления его дугой. Ухудшается шлаковая защита сварочной ванны, и качество металла шва резко падает. Поэтому желательно, чтобы K_H был ближе к 1.

Для качественных электродов при паспортных значениях тока $K_H \approx 1,1$. В некоторых случаях можно применить повышенную плотность, но нужно стремиться, чтобы выполнялось условие $K_H < 1,3$. Задаваясь максимально допустимым значением K_H , можно определить максимальную температуру нагрева электрода током и на основании этого рассчитать максимально допустимый ток для данного диаметра электрода, рода тока, типа покрытия и т.д.

4.8.6 Производительность процесса наплавки и проплавления

При дуговой сварке и наплавке одновременно протекают процессы проплавления основного металла и расплавления электрода. Соотношение между наплавленным и проплавленным металлом зависит от распределения тепла дуги между электродом и изделием. При наплавке целесообразно, например, увеличивать долю тепла, расходуемого на расплавление электрода. Но для заданного способа дуговой сварки регулирование распределения тепла между электродом и изделием возможно в весьма узких пределах.

Для существенного изменения соотношения между наплавленным и проплавленным металлом необходимо резко менять характеристики процесса.

Производительность процесса дуговой сварки и наплавки определяется суммой масс наплавленного и проплавленного металла в единицу времени:

$$q_c = q_n + q_{пр}, \quad (4.113)$$

где q_n — производительность процесса наплавки;

$q_{пр}$ — производительность процесса проплавления основного металла.

Очевидно, что производительности процесса наплавки и проплавления связаны с площадями наплавки и проплавления:

$$q_n = F_n V_{св} \gamma; \quad (4.114)$$

$$q_{пр} = F_{пр} V_{св} \gamma. \quad (4.115)$$

С другой стороны, производительность процесса наплавки зависит от производительности расплавления электрода и коэффициента потерь электродного металла на угар и разбрызгивание:

$$q_n = q_p (1 - \psi_{п}), \quad (4.116)$$

где $\psi_{п}$ — коэффициент потерь электродного металла на угар и разбрызгивание.

Этот коэффициент зависит от способа сварки и режима сварки, состава газовой среды и состава электродного покрытия, рода и полярности тока.

При сварке под флюсом $\psi_{п} < (1...2)\%$. При ручной дуговой сварке для заданного типа электродного покрытия и при правильно выбранном режиме сварки $\psi_{п}$ является величиной приблизительно постоянной и находится в пределах от 7 до 12 %.

При газовой электрической сварке разбрызгивание зависит от характера переноса электродного металла. Наибольшее разбрызгивание наблюдается при крупнокапельном переносе расплавленного электродного металла через разрядный промежуток

По аналогии с производительностью расплавления (4.102) можно связать производительность процесса наплавки с током дуги при помощи коэффициента наплавки:

$$q_n = \alpha_n I_{св}, \quad (4.117)$$

где α_n — коэффициент наплавки.

Он показывает, какое количество электродного металла переходит в металл шва за единицу времени при токе в 1 А. Коэффициент наплавки представляет со-

бой массу наплавленного металла в единицу времени (1с), приходящуюся на каждый ампер сварочного тока (г/(А·с)):

$$\alpha_H = \frac{q_H}{I_{CB}} \quad (4.118)$$

Этой размерностью пользоваться неудобно. Поэтому выбрано время сварки, равное 1ч, при котором получаются более удобные значения α_H (г/(А·с)):

$$\alpha_H = \frac{q_H}{I_{CB}} 3600.$$

По аналогии с выражением (4.116) можно записать:

$$\alpha_H = \alpha_P (1 - \psi_{\Pi}), \quad (4.119)$$

где α_P – коэффициент расплавления.

Коэффициент наплавки является тем показателем, на основании которого осуществляется нормирование сварочных работ.

4.8.7 Расчет площадей наплавки и проплавления

Из выражения для коэффициента наплавки можно определить площадь наплавленного металла:

$$F_H = \frac{q_H}{V_{CB}\gamma} = \frac{\alpha_H I_{CB}}{3600 V_{CB}\gamma} = \frac{\alpha_P (1 - \psi_{\Pi}) I_{CB}}{3600 V_{CB}\gamma}, \quad (4.120)$$

$$\text{т.к.} \quad I_{CB} = \frac{q_{\text{ОБЩ}}}{U_{\text{Д}}}, \quad \text{то} \quad F_H = \frac{\alpha_P (1 - \psi_{\Pi}) q_{\text{ОБЩ}}}{U_{\text{Д}} 3600 V_{CB}\gamma}; \quad (4.121)$$

$$F_H = m_1 \frac{q_{\text{ОБЩ}}}{V_{CB}}, \quad (4.122)$$

$$m_1 = \frac{\alpha_P (1 - \psi_{\Pi})}{U_{\text{Д}} 3600 \gamma}, \quad (4.123)$$

где m_1 – постоянный коэффициент.

Таким образом, площадь наплавленного металла является величиной прямо-пропорциональной мощности дуги и обратно-пропорциональной скорости сварки. Площадь проплавления определяется из уравнений (4.73) и (4.73):

$$F_{\text{ПР}} V_{\text{СВ}} \gamma S_{\text{ПЛ}} = \eta_t q = \eta_{\text{ПР}} + q_{\text{ОБЩ}}.$$

Откуда

$$F_{\text{ПР}} = \eta_t \frac{1}{\gamma S_{\text{ПЛ}}} \frac{q_{\text{И}}}{V_{\text{СВ}}} = m_2 \eta_t \frac{q_{\text{И}}}{V_{\text{СВ}}}, \quad (4.124)$$

$$m_2 = \frac{1}{\gamma S_{\text{ПЛ}}}, \quad (4.125)$$

где m_2 – постоянный коэффициент.

Площадь проплавления пропорциональна погонной энергии сварки и термическому КПД процесса проплавления. Важным показателем является коэффициент площадей:

$$\frac{F_{\text{ПР}}}{F_{\text{Н}}} = \frac{m_2 \eta_t q_{\text{И}} / V_{\text{СВ}}}{m_1 q_{\text{ОБЩ}} / V_{\text{СВ}}} = m \eta_t \eta_{\text{И}}. \quad (4.125)$$

Этот показатель характеризует проплавляющую способность дуги. Чем он выше, тем больше проплавленного и меньше наплавленного металла в сварном шве. Он пропорционален термическому КПД процесса проплавления и эффективному КПД нагрева изделия дугой.

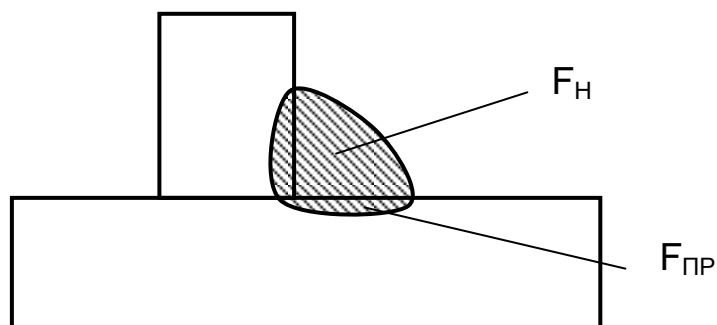
4.8.8 Пути повышения производительности процесса дуговой сварки и наплавки

Условным критерием производительности процесса считается скорость сварки. На практике встречаются швы с различным соотношением наплавленного и проплавленного металла.

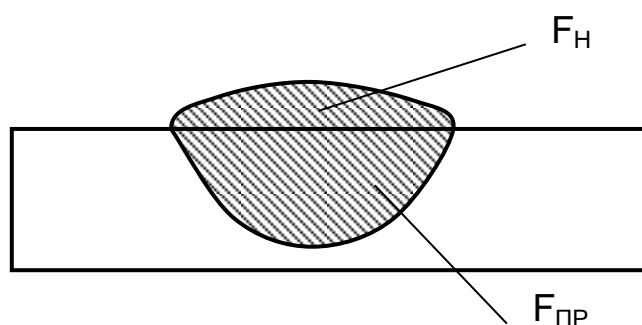
I тип швов – это:

1) швы, образуемые преимущественно наплавленным металлом:

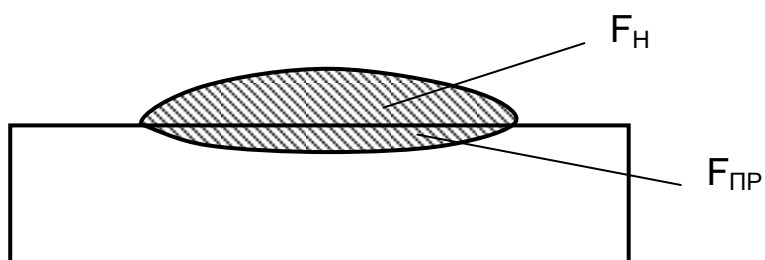
отношение $\frac{F_{\text{ПР}}}{F_{\text{Н}}} \rightarrow 0$;



2) швы, выполненные разделкой кромок основного металла:

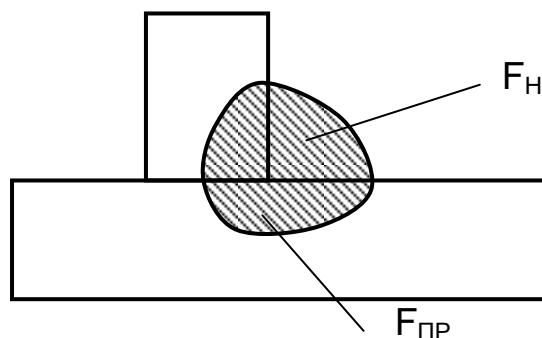


3) наплавка на основной металл:

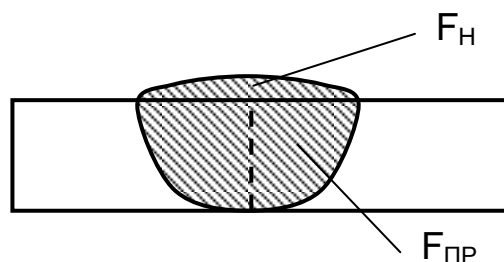


II тип швов – эти швы выполняются за счет проплавления основного металла:

1) угловые швы с глубоким проваром:



2) стыковые швы, выполняемые без разделки кромок:



Для повышения производительности сварки швов I типа необходимо увеличивать производительность наплавки электродного металла, т.е. необходимо выбрать сварочные материалы и режим сварки, чтобы обеспечить максимальную площадь наплавки при минимальной площади проплавления.

Для повышения скорости сварки швов II типа следует увеличивать производительность проплавления основного металла. Количество присадочного металла должно быть минимальным.

Пути повышения скорости сварки и наплавки швов обоих типов будут различными.

Для швов I типа

Известно, что

$$q_H = F_H V_{CB} \gamma.$$

Отсюда, с учетом уравнения (4.112), получаем:

$$V_{CB} = \frac{q_H}{F_H \gamma} = \frac{\alpha_H I_{CB}}{F_H \gamma}. \quad (4.126)$$

Скорость сварки швов I типа зависит от α_H и I_{CB} .

Повышать ток дуги во многих случаях мы не можем, т.к. это связано с излишним проплавлением основного металла. Поэтому определяющим фактором повышения скорости сварки является коэффициент наплавки α_H .

Для повышения α_H известны следующие методы:

- 1) при ручной сварке – введение железного порошка в электродное покрытие;
- 2) при автоматической и полуавтоматической сварке: использование железного порошка, железных окатышей, кусков рубленной электродной проволоки, просто электродов, укладываемых в разделку сварного шва;
- 3) введение в зону дуги дополнительной присадочной проволоки (не токоведущей);
- 4) сварка с увеличенным вылетом электродной проволоки;
- 5) применение прямой полярности.

Коэффициент наплавки может быть увеличен соответствующим подбором сварочных материалов.

Для швов II типа

Скорость сварки находится из определения площади проплавления согласно определению коэффициента полноты проплавления и тепловой мощности процесса проплавления

Коэффициент полноты проплавления равен

$$\mu = \frac{F_{\text{ПР}}}{HB}.$$

Отсюда

$$F_{\text{ПР}} = \mu HB \frac{H/B}{H/B} = \mu \frac{H^2}{H/B}. \quad (4.127)$$

При сварке швов II типа основным требованием является обеспечение требуемой глубины проплавления

$$\eta = \frac{F_{\text{ПР}} \mathcal{W}_{\text{СВ}} S_{\text{ПЛ}}}{U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}}}. \quad (4.128)$$

Отсюда находим площадь проплавления:

$$F_{\text{ПР}} = \frac{\eta_{\text{ПР}} U_{\text{Д}} I_{\text{СВ}}}{\gamma S_{\text{ПЛ}} V_{\text{СВ}}}. \quad (4.129)$$

Приравняв выражения (4.127) и (4.129), получим:

$$\mu \frac{H^2}{H / B} = \frac{\eta_{\text{ПР}} U_{\text{д}} I_{\text{св}}}{\gamma S_{\text{ПЛ}} V_{\text{св}}}. \quad (4.130)$$

Из уравнения (4.130) находим:

$$V_{\text{св}} = \frac{\eta_{\text{ПР}} U_{\text{д}} I_{\text{св}} \frac{H}{B}}{\mu H^2 \gamma S_{\text{ПЛ}}}. \quad (4.131)$$

Пусть

$$\mu H^2 \gamma S_{\text{ПЛ}} = 1/m_3 = \text{const}, \quad (4.132)$$

тогда

$$V_{\text{св}} = m_3(H/B) \eta_{\text{ПР}} q_{\text{общ}} = m_{\text{У}}(H/B) \eta_{\text{и}} \eta_{\text{т}} q_{\text{общ}}.$$

Скорость сварки швов II типа пропорциональна общей тепловой мощности дуги, термическому КПД процесса проплавления и $\eta_{\text{Г}}$ изделия, т.е. чем больше мощность дуги, чем эффективнее осуществляется передача тепла дуги изделию и чем выше термический КПД проплавления, тем выше скорость сварки.

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
по дисциплине “Термодинамика и тепловые процессы сварки”
для студентов специальности 6.050504
“Технологии и оборудование сварки”
всех форм обучения

Составитель Владимир Михайлович Карпенко

Редактор Елена Александровна Дудченко

Подп. в печать.

Ризограф. печ.

Тираж 100 экз.

Усл.печ.л.

Формат 60x84/16

Уч.-изд.л.

ДГМА. 84313, г.Краматорск, ул. Шкадинова, 72