

Н. Н. РЫКАЛИН

РАСЧЕТЫ
ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ СВАРКЕ

МАШГИЗ - 1951

Н. Н. РЫКАЛИН

Проф. д р техн. наук

РАСЧЕТЫ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СВАРКЕ

*Допущено Министерством высшего образования СССР
в качестве учебного пособия
для машиностроительных вузов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1951

Книга содержит систематическое изложение методов тепловых расчетов сварочных процессов. В ней рассматриваются процессы распространения тепла при нагреве металла дугой и газовым пламенем, влияние характера распространения тепла на процессы плавления электродов и основного металла, а также на термический цикл и возникающие в основном металле структурные изменения.

Книга предназначена для работников научно-исследовательских институтов, работников заводских лабораторий, студентов и аспирантов машиностроительных вузов сварочной специальности.

Рецензенты

д-р техн. наук проф. **А. С. Гельман** и доц. **А. Н. Шашков**

Редактор канд. техн. наук **А. А. Ерохин**

Редакция литературы по тяжелому машиностроению
Зав. редакцией инж. С. Я. ГОЛОВИН

ВВЕДЕНИЕ

1. Электрическая сварка металлов — великое русское изобретение. Среди русских изобретателей и новаторов в области электротехники и технологии металлов всегда останутся памятными имена замечательных инженеров — Н. Н. Бенардоса и Н. Г. Славянова. Николай Николаевич Бенардос предложил и осуществил в 1880—1890 гг. все основные виды дуговой сварки: плавящимся и неплавящимся электродом, дугой прямого и косвенного действия, ручную, полуавтоматическую и автоматическую, незащищенной дугой и дугой в среде защитного газа. Николай Гаврилович Славянов в конце 1880-х годов осуществил и широко внедрил сварку плавящимся металлическим электродом, разработал основы металлургии сварочного процесса и, в частности, предложил вести сварку под шлаковой защитой. Н. Н. Бенардос в 1887 г. предложил основные виды контактной электросварки — точечную и роликовую.

Электрическая (дуговая и контактная), а также газовая сварка была развита и усовершенствована советскими инженерами и учеными и имела широкое применение при индустриализации Советского Союза, особенно в машиностроении и в строительстве. В настоящее время наше сварочное производство располагает разнообразными высокопроизводительными технологическими процессами, обеспечивающими высокое качество продукции. Ведущим технологическим процессом является автоматическая сварка под флюсом, предложенная Н. Г. Славяновым, развитая в 1920-х годах и практически осуществленная Д. А. Дульчевским в способе сварки меди под флюсом в виде порошкообразных горючих.

Автоматическая сварка под флюсом в ее современном виде была широко разработана в теоретическом и практическом отношении Е. О. Патоном и руководимым им коллективом Института электросварки Академии наук УССР, а также сотрудниками ЦНИИТМАШ, завода «Электрик» и ряда других институтов и передовых заводов. Широкому развитию сварки в нашей стране способствовала успешная разработка науки о сварке.

2. Тепловые основы сварки. Сварочные процессы в металле, определяющие производительность сварки и качество сварных соединений, протекают под действием тепла в условиях быстро меняющейся температуры. Пределы изменения температуры весьма

широки: от минус 30—40° при сварке на морозе до температуры испарения металла (около 3000° для стали). В этом промежутке температур происходят: плавление основного и присадочного металлов, металлургические реакции в жидкой ванне, кристаллизация расплавленного металла, структурные и объемные изменения в наплавленном и в основном металлах. Чтобы управлять этими процессами, необходимо знать, как влияют на них все определяющие параметры, в том числе и воздействие источников тепла, непосредственно выражающееся в изменении температуры металла.

Тепловые основы сварки — прикладная научная дисциплина, изучающая источники тепла, нагрев и охлаждение металла и их влияние на протекание перечисленных выше процессов. Тепловые основы сварки содержат данные опыта, обобщенные теорией и обосновывающие инженерный расчет нагрева и охлаждения металла, а также тепловых характеристик процессов сварки. Теория тепловых основ сварки служит одним из средств исследования сварочных процессов и изыскания способов управления ими.

3. И с т о ч н и к и т е п л а. При сварке металл нагревают при помощи источников тепла, распределенных различным образом по поверхности или по объему изделия, в соответствии с технологическим назначением нагрева. При сварке плавлением источники тепла должны проплавить кромки основного металла, образовать жидкую ванну, а также расплавить в нужном количестве присадочный металл. Для осуществления сварки в пластическом состоянии достаточно нагреть сдавливаемые участки поверхности металла до температуры, меньшей температуры плавления.

Как при сварке плавлением, так и при сварке в пластическом состоянии поверхности свариваемых частей металла готовят к осуществлению атомной или молекулярной связи путем местного нагрева до температуры, либо превышающей температуру плавления, либо несколько меньшей этой температуры.

Местный нагрев кромок свариваемого металла применяют почти при всех встречающихся на практике видах сварки (за исключением холодной сварки некоторых цветных металлов).

Для сварки металлов нашли применение следующие типы источников тепла, способные быстро и эффективно нагреть металл до заданной температуры:

а) источники, нагревающие часть поверхности металла: электрическая дуга (прямого и косвенного действия); пламя высококалорийных газов, сгорающих в струе чистого кислорода;

б) источники, выделяющие тепло в объеме изделия: электрический ток в проводнике, включенном в электрическую цепь; электрические вихревые токи, наводимые в проводнике переменным магнитным полем, энергия электрического тока выделяется в ограниченном объеме нагреваемого металла за счет местного повышения сопротивления (контактного или внутреннего) или вследствие концентрации тока.

Дуга, пламя и энергия электрического тока—источники мест-

ные: развиваемое ими тепло сосредоточено на участке поверхности металла или в ограниченной области его объема. Эффективная тепловая мощность источника и характер ее распределения по участку или по области нагрева определяются физической природой источника тепла. Дуга прямого действия развивает тепло непосредственно в электрически активном пятне, а также нагревает металл посредством лучистого и конвективного теплообмена его поверхности со столбом дуги и с пятном на электроде. Тепловой поток дуги косвенного действия, а также газового пламени, обусловлен только лучистым и конвективным теплообменом нагреваемой поверхности с пятнами и пламенем дуги или с пламенем горючей газовой смеси.

Источники тепла, применяемые при сварке, характеризуются высокой концентрацией выделяемого тепла, необходимой для быстрого и эффективного местного нагрева металла до температуры, требуемой для сварки. На использовании тепла этих источников основаны наиболее широко применяемые способы сварки металлов — дуговая, газовая и контактная.

4. Процесс нагрева и охлаждения металла при сварке. Тепло, вводимое источником для нагрева свариваемых участков поверхности металла, распространяется по объему изделия. Процесс нагрева и охлаждения металла обусловлен:

- а) выделением тепла источником;
- б) распространением тепла в ванне расплавленного металла, главным образом вследствие конвективного теплообмена, вынужденного дутьем дуги или пламени;
- в) распространением тепла в массу нерасплавленного металла изделия посредством теплопроводности;
- г) потерей тепла через поверхность металла в окружающую среду вследствие лучистого и конвективного теплообмена и в соприкасающиеся с изделием твердые тела посредством теплопроводности.

Процессы распространения в нерасплавленном металле тепла, выделяемого сварочной дугой и газовым пламенем с учетом поверхностных потерь, изучены советскими исследователями достаточно полно для построения практически применимых расчетных схем.

5. Теория распространения тепла сосредоточенных источников и ее приложения. Для описания процессов распространения тепла в удаленной области дугу можно представлять сосредоточенным подвижным источником — точечным, линейным или плоским, в зависимости от формы нагреваемого тела [3]. Рассчитанные по этой схеме изменения температуры металла при дуговой сварке хорошо сходятся с изменениями температуры, измеренными посредством термопар.

Теория распространения тепла сосредоточенных подвижных источников дала возможность изучить следующие процессы, про-

текающие при дуговой сварке в области низких температур (до $800-1000^\circ$ для стали), и наметить пути управления ими:

а) структурные изменения при охлаждении в удаленных от дуги слоях зоны термического влияния, например, распад аустенита при сварке низколегированной конструкционной стали [25], [26], [27];

б) температурное деформирование и накопление местных пластических деформаций, ведущее к развитию собственных напряжений и остаточных деформаций в сварном изделии и к образованию холодных трещин [30], [31], [32]

Расчеты, основанные на схеме нагрева сосредоточенными источниками тепла, дали также возможность оценить в первом приближении эффективность процесса проплавления основного металла сварочной дугой и оценить влияние параметров режима на производительность проплавления [3], [14], [15], [17], [22], [23].

Нагрев током электродов при ручной сварке и электродной проволоки при автоматической сварке рассчитывают по схеме равномерного распределенного объемного источника тепла. В сочетании с расчетом нагрева электрода или проволоки дугой, рассматриваемой как плоский подвижной источник тепла, эти расчеты дают возможность оценить влияние параметров режима на производительность расплавления присадочного металла при дуговой сварке [15], [18], [20], [22].

6. Теория местных распределенных источников и ее приложения. Процессы распространения тепла в области, близкой к источнику, при нагреве металла дугой прямого и косвенного действия, пламенем газовых горелок и электрическим током с неравномерно распределенной плотностью целесообразно описывать, считая источник местным нормально распределенным по поверхности или объему тела. Удельный тепловой поток такого источника распределен по нагреваемому участку поверхности или объему металла согласно с законом нормального распределения*.

Рассчитанные по схемам нормально кругового и нормально-полосового источника изменения температуры металла, нагреваемого ацетилено-кислородным пламенем простой и линейной многопламенной горелки, хорошо сходятся с изменениями температуры (до $1200-1300^\circ$ для стали), измеренными термометрами. Эти схемы позволяют рассчитывать процессы нагрева и охлаждения при газовой сварке (ручной, прессовой и скоростной автоматической), а также при поверхностной закалке, при подогреве для резки и при других видах обработки пламенем [10], [11].

Представление поверхностной (т. е. не углубляющейся значительно в ванну расплавленного металла) дуги схемой нормально-кругового источника тепла дает возможность рассчитывать тепловые процессы, протекающие в высокотемпературной

* Рыкалин Н. Н., Развитие теории распространения тепла при сварке применительно к распределенным источникам. Доклад на заседании Ученого совета секции электросварки и электротермии АН СССР 7 июня 1950 г.

(выше 800—1000° для стали) области нерасплавленного основного металла [9].

Теория распространения тепла местных нормально-распределенных подвижных источников при дуговой сварке, при газовой сварке и при нагреве пламенем дает возможность изучить следующие процессы, протекающие в области высоких температур (выше 800—1000° для стали), и наметить пути управления ими:

а) проплавление основного металла с оценкой размеров ванны расплавленного металла и зоны проплавления;

б) первичную кристаллизацию наплавленного металла и структурные изменения при охлаждении;

в) структурные изменения при нагреве и охлаждении в промежутке высоких температур в околошовной зоне основного металла (например, рост зерна аустенита в зоне перекристаллизации стали), а также диффузионные взаимодействия между основным и наплавленным металлом;

г) образование горячих трещин в наплавленном металле и в околошовной зоне, связанное со скоростью деформирования в температурном промежутке пониженной пластичности [33].

7. Назначение книги. Трудami советских ученых и инженеров, работающих в Академии наук СССР, в Академии наук УССР, в высших учебных заведениях, в отраслевых институтах и в заводских лабораториях, созданы научные направления, возникшие из потребностей практики и тесно с ней связанные. Среди них следует назвать теорию сварочных процессов, включающую тепловые и металлургические основы сварки, теорию прочности сварных конструкций, технологию дуговой, контактной и газовой сварки, теорию электрических машин и аппаратов для сварки. Этим направлениям соответствуют научные дисциплины, на которых строится подготовка студентов и аспирантов сварочной специальности.

Предлагаемая вниманию читателей книга предназначена для студентов сварочной специальности, изучающих тепловые основы сварки (1-ю часть курса «Теория сварочных процессов»), для инженеров, работающих в исследовательских институтах, заводских лабораториях и технологических бюро, и для аспирантов. В ней изложены обоснования и способы расчета процессов нагрева и охлаждения металла при дуговой и газовой сварке и при обработке металлов газовым пламенем. Развитые в книге способы расчета основаны на теоретических исследованиях и опытах, проводившихся в Секции электросварки и электротермии Академии наук СССР и в сварочной лаборатории Московского высшего технического училища им. Н. Э. Баумана.

Содержание книги в основном соответствует курсу лекций, читающихся, начиная с 1946 г., студентам сварочной специальности и аспирантам МВТУ, но некоторые разделы (метод источников, нагрев нормально распределенными источниками, сложный термический цикл) изложены более подробно с целью облегчить самостоятельную работу над книгой.

Для изучения тепловых основ сварки необходимы следующие дисциплины общетехнического цикла: физика, основы теплопередачи, электротехника, металловедение. В свою очередь, тепловые основы сварки, представляющие часть теории сварочных процессов, нужны для изучения теории металлургических процессов и ряда прикладных дисциплин сварочной специальности: технологии дуговой сварки, технологии газовой сварки и резки, технологии контактной сварки и сварных конструкций (включая теорию сварочных деформаций и напряжений).

Широкое применение всех видов сварки, осуществляемое на основе Сталинских планов развития народного хозяйства СССР, требует распространения научных методов расчета сварочных процессов, в том числе современных методов расчета тепловых процессов при сварке, среди исследовательских и практических работников. Расчеты дают возможность оценить влияние параметров режима сварки на протекание сварочных процессов. Тепловые расчеты целесообразно применять в исследовательской работе и в технологических бюро при разработке технологических процессов сварки.

Расширяющееся применение в промышленности легированных сталей и специальных сплавов требует назначения более точного режима, обеспечивающего заданные требования к структуре зоны термического влияния и свойствам сварного соединения. Расчеты тепловых процессов обобщают данные лабораторных опытов и указывают пути их переноса на целые конструкции, сокращая тем самым срок освоения новых изделий в сварочном производстве.

Дружная работа исследователей и производственников поможет отработать и улучшить способы расчета тепловых процессов при сварке и будет способствовать дальнейшему развитию сварочного дела в нашей стране — родине электрической сварки.

Автор благодарит кандидатов технических наук Л. Н. Белова, А. А. Ерохина, И. Д. Кулагина, Л. А. Фридлянда и М. Х. Шоршорова, участвовавших в разработке ряда излагаемых в книге вопросов, и А. И. Пугина, оказавшего большую помощь в подготовке рукописи к печати.

ГЛАВА I

ОСНОВЫ РАСЧЕТОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

§ 1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

Неравномерное распределение температуры в металле, характерное для сварки и других видов местной тепловой обработки металла, неустойчиво. С течением времени температура в неравномерно нагретом теле выравнивается, причем более нагретые части отдают тепло непосредственно соприкасающимся с ними менее нагретым частям. Этот вид передачи тепла носит название теплопроводности.

В твердых телах теплопроводность является единственным механизмом распространения тепла. В жидкостях и газах роль теплопроводности обычно невелика в сравнении с другими видами теплообмена — конвективным и лучистым (§ 2).

Основные определения. Температурное поле есть совокупность значений температуры в данный момент во всех точках пространства. Температурное поле описывают уравнениями, отнесенными к определенной системе пространственных координат, например, к прямоугольной: $T = T(x, y, z)$ или к цилиндрической $T = T(r, \varphi, z)$.

Температурное поле в теле удобно характеризовать изотермами. Изотермическая поверхность представляет собой геометрическое место точек тела, имеющих одинаковую температуру (фиг. 1).

Изотермические поверхности не могут пересекаться, так как в точках их пересечения имели бы место различные температуры, что физически невозможно.

При перемещении в поле по заданному направлению ss температура непрерывно изменяется. Среднее изменение температуры на участке между двумя изотермами будет равно $\frac{T_1 - T_2}{\Delta s}$, где $T_1 - T_2$ — разность температур соседних изотерм, Δs — расстояние между изотермами по направлению ss . Уменьшая расстояние Δs , в пределе получим градиент температуры по данному направлению

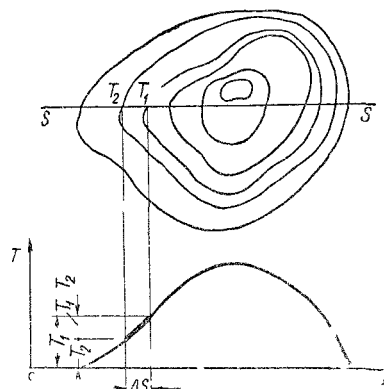
$$\lim \left| \frac{T_1 - T_2}{\Delta s} \right|_{\Delta s \rightarrow 0} = \frac{\partial T}{\partial s}. \quad (1.1)$$

Очевидно, что градиент по касательной tt к изотерме равен нулю, а по нормали nn к изотерме принимает максимальное значение.

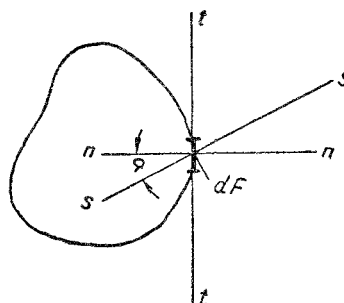
ние, называемое градиентом температуры в данной точке поля (фиг. 2)

$$\text{grad } T = \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (1.2)$$

Градиент температуры в данной точке есть вектор, совпадающий с направлением наибольшего изменения температуры, нормальным к изотермической поверхности; величина его равна производной от температуры по нормали к изотермической поверх-



Фиг. 1. Изображение температурного поля изотермами



Фиг. 2. Нормаль, касательная и секущая под углом α в данной точке изотермы

ности. Положительный градиент соответствует возрастанию температуры.

Градиент по заданному направлению ss , образующему с нормалью nn угол α ,

$$\frac{\partial T}{\partial s} = \frac{\partial T}{\partial n} \cos \alpha, \quad (1.3)$$

очевидно, тем меньше, чем направление ss ближе к направлению касательной tt к изотермической поверхности.

Процесс распространения тепла представляется совокупностью мгновенных температурных полей для всех моментов времени в течение определенного промежутка и описывается уравнением $T = T(x, y, z, t)$, выражающим зависимость температуры от пространственных координат и времени t . Изменение со временем температуры в различных точках тела изображают графиками (фиг. 3). Скорость изменения температуры в данной точке поля в данный момент, очевидно, выразится соответствующим значением частной производной от температуры по времени $\frac{\partial}{\partial t} T(x, y, z, t)$.

Теплосодержание S кал/г, т.е. количество теплоты, сообщенное твердому телу при нагреве до температуры T ,

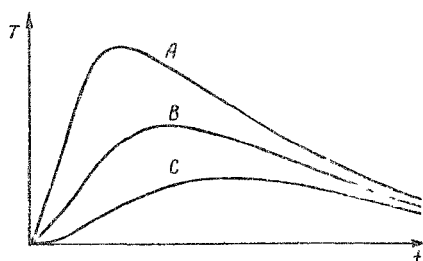
отнесенное к единице его массы, отсчитывают при технических расчетах не от абсолютного нуля, а от значения, соответствующего нулю стоградусной шкалы. Теплосодержание железа S при нагреве от 0 до 1600° возрастает на 343 кал/г (фиг. 4). В критических точках, соответствующих аллотропическим превращениям $Fe_{\alpha} \rightarrow Fe_{\gamma}$ (906°) и $Fe_{\gamma} \rightarrow Fe_{\delta}$ (1401°), а также температуре плавления (1523°), при нагреве поглощается, а при охлаждении выделяется теплота, и теплосодержание изменяется скачкообразно.

Теплоемкость твердого тела (истинная или при данной температуре) c кал/г°С представляет предел отношения количества теплоты ΔS , сообщенного телу, к соответствующему изменению температуры ΔT при бесконечном уменьшении этого изменения $c = \frac{dS}{dT}$.

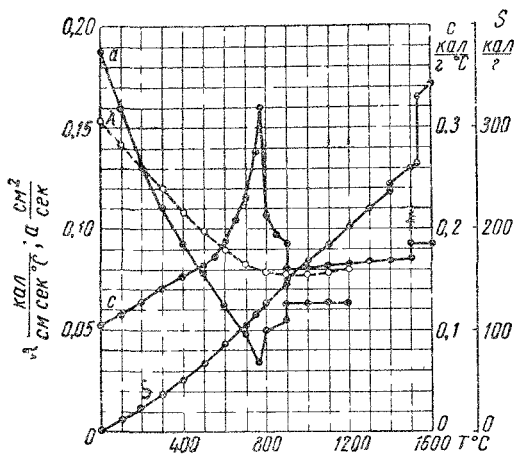
В критических точках, где зависимость теплосодержания от температуры испытывает разрыв непрерывности, понятие истинной теплоемкости теряет смысл. Теплоемкость железа изменяется с температурой, достигая в точке Кюри (768°) максимального значения 0,32 кал/г°С (фиг. 4). Для расчетов иногда удобно принимать среднюю теплоемкость в данном промежутке температур, представляющую отношение количества теплоты $S_2 - S_1$, сообщенного телу, к соответствующей разности температур $T_2 - T_1$. Так, например, средняя теплоемкость железа в промежутке от 0 до 1500° составляет

$$\frac{259}{1500} = 0,173 \text{ кал/г}^\circ\text{С.}$$

Закон теплопроводности Фурье. В неравномерно нагретом теле температура с течением времени выравнивается, причем тепло перемещается от слоев с более высокой температурой к слоям менее нагретым.



Фиг. 3. Изменение со временем температуры в различных точках тела — А, В и С.



Фиг. 4. Теплофизические свойства малоуглеродистой стали с 0,1% С:

теплосодержание S истинная теплоемкость c , коэффициент теплопроводности λ , коэффициент температуропроводности a в промежутке температур 0—1600°.

тым. Чем резче изменяется температура по заданному направлению, тем большее количество тепла протекает в этом направлении от более нагретой зоны к менее нагретой. Количество тепла dQ , протекающее вследствие теплопроводности за время dt через элемент dF изотермической поверхности, пропорционально падению температуры $(-\frac{\partial T}{\partial n})$ по направлению нормали к этой поверхности, площади dF и времени dt

$$dQ = \lambda \left(-\frac{\partial T}{\partial n} \right) dF dt. \quad (1.4)$$

Падение температуры по данному направлению равно градиенту по тому же направлению, взятому с обратным знаком. Положительный градиент по данному направлению означает, что температура по этому направлению возрастает. Поток тепла всегда направлен в сторону убывающей температуры, т. е. совпадает по направлению с отрицательным градиентом. Поэтому количество протекающего тепла принято пропорциональным градиенту с обратным знаком. Множитель пропорциональности λ называется коэффициентом теплопроводности.

Удельный тепловой поток $q(x, y, z, t)$ кал/см² сек через данную поверхность в данной точке (x, y, z) и в данный момент t есть предел отношения количества тепла ΔQ , протекающего через элементарную площадку ΔF поверхности за элемент времени Δt , к площадке ΔF и к времени Δt при бесконечном уменьшении ΔF и Δt

$$q = \lim_{\substack{\Delta F \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0}} \left(\frac{\Delta Q}{\Delta F \Delta t} \right) = \frac{dQ}{dF dt}. \quad (1.5)$$

Закон теплопроводности Фурье выражает, что удельный тепловой поток q через изотермическую поверхность

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1.6)$$

равен произведению коэффициента теплопроводности на градиент $\frac{\partial T}{\partial n}$ в данной точке, взятый с обратным знаком. Можно показать, что удельный тепловой поток q_s по любому заданному направлению ss , т. е. через элемент ΔF_s поверхности, перпендикулярной этому направлению, равен произведению коэффициента теплопроводности на градиент $\frac{\partial T}{\partial s}$ по тому же направлению, взятый с обратным знаком

$$q_s = -\lambda \frac{\partial T}{\partial s} = q \cos \alpha, \quad (1.7)$$

Коэффициент теплопроводности λ характеризует способность вещества проводить тепло. Численно коэффициент теплопроводности равен удельному тепловому потоку, отнесенному к единице температурного градиента (с обратным знаком) или количеству тепла, протекающему через единицу поверхности за единицу времени при падении температуры по направлению нормали к этой поверхности в 1° на единицу длины. Размерность λ в физической системе единиц (удобной для расчета сварочных процессов) — $\frac{\text{кал}/\text{см}^2 \text{сек}}{^\circ\text{C}/\text{см}}$

или сокращенно $\text{кал}/\text{см} \text{сек}^\circ\text{C}$; в технической системе — $\text{ккал}/\text{м} \text{час}^\circ\text{C}$, в

электротехнической — $\text{вт}/\text{см}^\circ\text{C}$. Для перевода величин λ из одной размерности в другую применяют следующие соотношения:

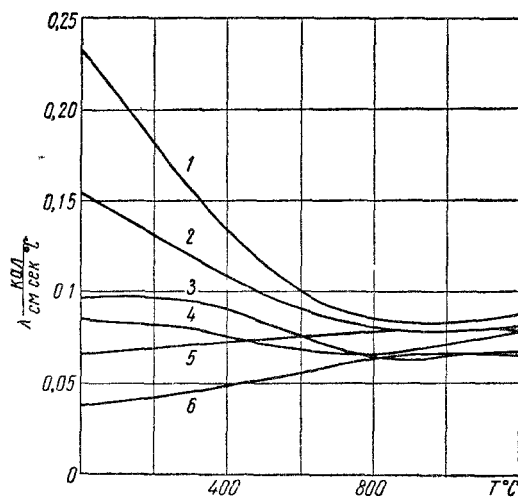
$$1 \text{ кал}/\text{см} \text{сек}^\circ\text{C} = 360 \text{ ккал}/\text{м} \text{час}^\circ\text{C} = 4,19 \text{ вт}/\text{см}^\circ\text{C};$$

$$1 \text{ ккал}/\text{м} \text{час}^\circ\text{C} = 2,778 \cdot 10^{-3} \text{ кал}/\text{см} \text{сек}^\circ\text{C};$$

$$1 \text{ вт}/\text{см}^\circ\text{C} = 0,239 \text{ кал}/\text{см} \text{сек}^\circ\text{C}.$$

Коэффициент теплопроводности металла зависит от его химического состава, структуры и температуры. Коэффициент теплопроводности для железа, углеродистых и низколегированных сталей перлитного класса с увеличением температуры до $800\text{--}900^\circ$ падает, а для высоколегированных сталей аустенитного класса — нержавеющей, жароупорной — повышается (фиг. 5). Значения коэффициентов теплопроводности для разнообразных марок углеродистой и легированной стали находятся между значениями λ для железа и для хромоникелевой нержавеющей стали. При нормальной температуре коэффициенты λ значительно различаются, но по мере повышения температуры разница между коэффициентами теплопроводности различных марок стали сглаживается. При температурах выше 800° коэффициенты λ различных марок стали, находящихся в аустенитном состоянии, близки друг к другу и не выходят из пределов $0,06\text{--}0,08 \text{ кал}/\text{см} \text{сек}^\circ\text{C}$.

Теплопроводность и электропроводность металлов обусловлены одинаковым механизмом — перемещением свободных электронов под действием разности температур или электрических потенциа-



Фиг. 5. Коэффициент теплопроводности λ различных марок стали в зависимости от температуры:

1 — электролитическое железо, 2 — малоуглеродистая сталь 0,1% С, 3 — углеродистая сталь, 0,45% С, 0,06% Si, 0,07% Mn, 4 — низколегированная хромистая сталь: 0,10% С, 0,02% Si, 0,4% Mn, 4,98% Cr, 5 — хромистая сталь: 1,52% С, 0,38% Si, 0,38% Mn, 13,1% Cr, 6 — хромоникелевая нержавеющая сталь 18-8: 0,15% С, 0,19% Si, 0,26% Mn, 8,04% Ni, 17,8% Cr.

лов. Поэтому между физическими коэффициентами теплопроводности λ и электропроводности $\sigma = \frac{1}{\rho}$ в 1/омсм существует связь, выражаемая законом Лоренца

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L (T + 273^\circ). \quad (1.8)$$

Отношение коэффициентов теплопроводности и электропроводности пропорционально абсолютной температуре металла. Коэффициент пропорциональности для черных и цветных металлов практически постоянен и составляет $L = (5 \div 7) \cdot 10^{-9} \frac{\text{ом кал}}{\text{сек } ^\circ\text{C}}$. Соотношением (1.8) иногда пользуются для приближенной оценки зависимости коэффициента теплопроводности от температуры, так как при повышенных температурах электрическое сопротивление определяется из опытов значительно проще, чем коэффициент теплопроводности.

§ 2. ПОВЕРХНОСТНАЯ ТЕПЛОТДАЧА

Конвективный теплообмен. При конвективном теплообмене тепло передается движущимися частями жидкости или газа. При естественном или свободном конвективном теплообмене часть жидкости или газа перемещается вследствие различной плотности неодинаково нагретых зон. Если в жидкую среду с температурой T_0 поместить твердое тело, нагретое до более высокой температуры T , то частицы жидкости, омывающие поверхность нагретого тела, будут подогреваться. Так как плотность нагретых слоев жидкости меньше плотности холодных слоев, нагретые частицы будут подниматься вверх, уступая место у нагретой поверхности холодным слоям. Таким образом, в жидкости устанавливается конвективный ток, способствующий выравниванию ее температуры.

Вынужденный конвективный теплообмен есть перенос теплоты потоком жидкости или газа, находящимися в движении под действием внешних причин. Так, например, в сварочной ванне наряду с естественным может наблюдаться и вынужденный конвективный теплообмен, вызванный дутьем дуги или газового пламени.

Удельный поток конвективной теплоотдачи поверхности твердого тела жидкости или газу, т. е. количество тепла, проходящее через единицу поверхности тела за единицу времени, $q_k \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$, обычно выражают правилом Ньютона

$$q_k = \alpha_k (T - T_0), \quad (2.1)$$

где T — температура поверхности твердого тела в $^\circ\text{C}$;

T_0 — температура жидкости или газа в $^\circ\text{C}$;

α_k — коэффициент конвективной теплоотдачи в $\text{кал/см}^2 \text{ сек } ^\circ\text{C}$.

Коэффициент конвективной теплоотдачи α_k зависит: 1) от формы и размеров поверхности, отдающей тепло (шар, цилиндр, пластина) и от ее положения в пространстве (вертикального, горизонтального,

наклонного); 2) от физических свойств теплоотдающей поверхности; 3) от свойств окружающей среды (ее плотности, теплопроводности и вязкости, в свою очередь зависящих от температуры), а также 4) от разности температур $T - T_0$. Зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи выражают обычно эмпирическими формулами, или графиками, связывающими безразмерные критерии процесса.

Лучистый теплообмен. Тепловое излучение (или радиация) свойственно всем нагретым телам. Тепловые колебания молекул порождают электромагнитные волны, распространяющиеся в пространстве со скоростью света. Излучение проходит через прозрачные среды, но поглощается непрозрачными телами, превращаясь снова в тепло. Между теплоотдающим и тепловоспринимающим телами происходит, таким образом, теплообмен излучением, связанный с двойным превращением: энергии теплоты в лучистую энергию и обратно.

Удельный поток излучения q_r кал/см² сек нагретого до $T^\circ\text{C}$ тела через его поверхность по закону Стéфана — Больцмана пропорционален четвертой степени абсолютной температуры поверхности тела. Этот закон представляют в форме, удобной для технических расчетов:

$$q_r = C \left(\frac{T + 273}{100} \right)^4 \quad (2.2)$$

Коэффициент пропорциональности C зависит от состояния поверхности тела. Для абсолютно черного тела, т. е. тела, обладающего способностью поглощать все падающее на него излучение, $C_0 = 1,378 \cdot 10^{-4}$ кал/см² сек^{°K}⁴. Для серых тел $C = \epsilon C_0$, где ϵ — коэффициент черноты, изменяющийся в пределах от 0 до 1. Для полированных металлических поверхностей коэффициенты черноты составляют при нормальной температуре от 0,2 до 0,4, а для окисленных и шероховатых поверхностей железа и стали — от 0,6 до 0,95. С повышением температуры коэффициенты ϵ увеличиваются и при высоких температурах, близких к температуре плавления, достигают значений от 0,9 до 0,95.

Лучистый теплообмен происходит между нагретыми телами, разделенными прозрачной средой. Каждое из нагретых тел излучает энергию в соответствии с законом Стефана — Больцмана (2.2) и воспринимает часть энергии, излучаемой другим телом. В процессе лучистого теплообмена менее нагретое тело нагревается, а более нагретое — охлаждается. Для расчетов, связанных с нагревом и охлаждением изделий при сварке, наиболее интересен случай, когда тело небольших размеров — свариваемое изделие, нагретое до температуры T , обменивается теплом с окружающими его со всех сторон телами (например, со сварочным столом, полом, стенами и потолком помещения) с температурой T_c , меньшей T . Удельный поток лучистого теплообмена q_r кал/см² сек, отнесенный к единице поверхности меньшего тела с коэффициентом черноты ϵ ,

$$q_r = \epsilon C_0 \left[\left(\frac{T + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c + 273}{100} \right)^4 \right]. \quad (2.3)$$

Для расчетов нагрева и охлаждения тел удобно связать поток лучистого теплообмена q_r с перепадом температур $T - T_0$ у поверхности простейшим соотношением пропорциональности, аналогично соотношению (2.1),

$$q_r = \alpha_r (T - T_0), \quad (2.4)$$

где α_r — коэффициент лучистого теплообмена в $\text{кал}/\text{см}^2 \text{сек}^\circ\text{C}$. В действительности поток теплообмена не пропорционален перепаду температуры, поэтому коэффициенты α_r и α_k не остаются постоянными, а изменяются с температурами T и T_0 в широких пределах. В предельном случае полного отсутствия теплового ограждения, т. е. отражающих тел с температурой T_0 , второй член выражения (2.3) становится равным нулю, что увеличивает поток лучистого теплообмена тем более, чем ниже температура T нагретого тела.

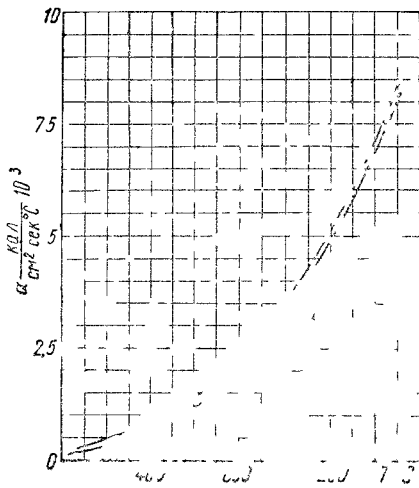
Полная теплоотдача. Теплоотдача поверхности нагретого твердого тела, омываемого жидкостью или газом, определяется наложением процессов конвективного и лучистого теплообмена. Механизмы этих процессов совершенно различны, поэтому они протекают независимо друг от друга и их эффекты складываются. Удельный поток полной теплоотдачи равен сумме удельных потоков конвективного и лучистого теплообмена

$$q = q_k + q_r = (\alpha_k + \alpha_r) (T - T_0) = \alpha (T - T_0); \quad (2.5)$$

здесь α — коэффициент полной поверхностной теплоотдачи, равный сумме коэффициентов конвективного и лучистого теплообмена

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_r. \quad (2.6)$$

Коэффициент теплоотдачи α характеризует способность поверхности твердого тела отдавать тепло в окружающую среду. Коэффициент теплоотдачи увеличивается с повышением температуры теплоотдающей поверхности в соответствии с изменением составляющих коэффициентов α_k и α_r (фиг. 6). Коэффициент лучистого теплообмена α_r , вычисленный по выражениям (2.3) и (2.4) при $\epsilon = 0,9$, весьма резко возрастает с повышением температуры поверхности. Коэффициенты конвективного теплообмена, вычисленные для плоских листов в спо-



Фиг. 6. Коэффициент полной теплоотдачи вертикальных листов α и коэффициент лучистого теплообмена α_r в зависимости от температуры.

койном воздухе, возрастают с повышением температуры сначала быстро, а затем все медленнее, стремясь к предельным значениям.

При температурах поверхности, не превышающих $200\text{--}300^\circ$, большая часть тепла отдается конвективным, при более высоких температурах — лучистым теплообменом, составляющим при 800° около 80% общей теплоотдачи. В промежутке температур $50\text{--}1500^\circ$ полный коэффициент теплоотдачи α возрастает в 30—50 раз.

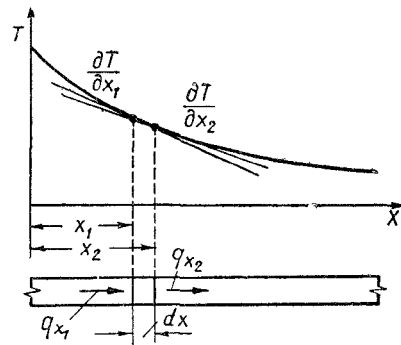
§ 3. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Процесс распространения тепла в твердом теле $T = T(x, y, z, t)$ должен в каждом элементарном объеме у точки $A(x, y, z)$ и в любой момент времени t подчиняться закону сохранения энергии. В процессе распространения тепла температура каждого элементарного объема тела непрерывно изменяется вследствие теплообмена с окружающим металлом через поверхность, ограничивающую рассматриваемый элемент. Рассмотрение мгновенного теплового баланса произвольно выбранного элемента тела дает возможность получить дифференциальное уравнение теплопроводности.

Вывод дифференциального уравнения теплопроводности. Рассмотрим сначала простейший случай линейного распространения тепла (фиг. 7). Дан неравномерно нагретый стержень с поперечным сечением $F=1$. Направо от элемента длиной dx тепло q_{x_2} уходит, а слева тепло q_{x_1} входит в данный элемент. Таким образом в процессе теплопроводности элемент стержня получает и отдает тепло. Зная градиенты слева и справа от элемента, можно подсчитать количество тепла, накапливающееся в нем. Градиент слева несколько больше, чем справа, поэтому приток тепла q_{x_1} слева несколько превышает отток тепла q_{x_2} направо. В рассматриваемом элементе накапливается тепло, $\Delta q_x = q_{x_2} - q_{x_1}$, которое повышает температуру данного элемента.

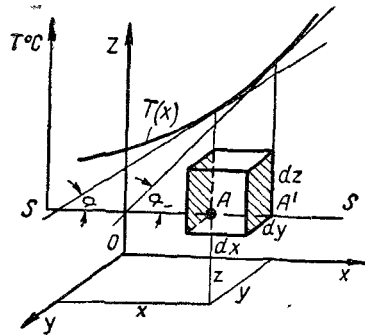
Закон Фурье дает возможность рассчитать изменение теплового содержания, а следовательно, и температуры данного элемента за единицу времени. Такова схема расчета, которая применима и к пространственному потоку тепла.

В общем случае пространственного потока тепла рассмотрим тепловой баланс элементарного параллелепипеда у точки A со сторонами dx, dy, dz , параллельными координатным осям (фиг. 8).



Фиг. 7 К расчету накопления тепла в элементе dx при линейном распространении тепла

За время dt температура точки A повышается на dT , а теплосодержание элементарного объема соответственно увеличивается на dQ . Теплосодержание элемента A изменяется вследствие притока и оттока тепла через его грани, обусловленных теплообменом с соседними элементами.



Фиг. 8. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности в общем случае пространственного потока тепла;

X, Y, Z — координатные оси в теплопроводящем теле; $A(x, y, z)$ — точка тела, около которой выделен для рассмотрения теплового баланса элементарный параллелепипед $dx dy dz$; $T(x)$ — мгновенное распределение температуры по оси, проходящей через точку A параллельно OX .

Удельный тепловой поток $q_{x+dx} = q_x + dq_x$ через правую грань элемента отличается от теплового потока через его левую грань q_x на бесконечно малую величину $dq_x = \frac{\partial q_x}{\partial x} dx$, так как в соответствии с законом Фурье (1.7) потоки по любому направлению пропорциональны соответствующим градиентам температуры. Через левую грань площадью $dydz$ в рассматриваемый элемент объема $dx dy dz$ за элемент времени dt поступило количество тепла $q_x dy dz dt$, а через правую грань из элемента уходит количество тепла $q_{x+dx} dy dz dt$. Так как количества поступающего и уходящего тепла не равны между собой, при протекании тепла в направлении OX через элемент объема в нем будет накапливаться количество тепла

$$dQ_x = q_x dy dz dt - q_{x+dx} dy dz dt = -dq_x dy dz dt = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz dt. \quad (a)$$

Таким же образом вычисляются и количества тепла, накапливающиеся в элементарном параллелепипеде при протекании тепла через грани, перпендикулярные OY и OZ ,

$$dQ_y = -\frac{\partial q_y}{\partial y} dy dx dz dt \quad (б)$$

и

$$dQ_z = -\frac{\partial q_z}{\partial z} dz dx dy dt. \quad (в)$$

Рассмотрим отдельно теплообмен через грани, перпендикулярные координатным осям. Для расчета теплообмена через грани элементарного параллелепипеда, перпендикулярные оси OX , рассмотрим распределение температуры по прямой ss' , проходящей через точку A параллельно оси OX . Градиент в точке A измеряется углом наклона к оси OX касательной в этой точке к температурной кривой $\text{grad } T = \frac{\partial T}{\partial x} = \text{tg } \alpha$. Градиент в точке A' , отстоящей от точки A на расстоянии dx , будет отличаться от градиента в точке A на бесконечно малую величину

$$\text{tg } \alpha' = \frac{\partial T}{\partial x} + d\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right).$$

Общее накопление тепла в элементе объема у точки A составит

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dx dy dz dt. \quad (г)$$

По закону Фурье (1.7) тепловой поток по любому направлению пропорционален градиенту температуры по этому направлению. Поставим накопление тепла dQ в связь с градиентами температуры по направлениям осей координат

$$dQ = -\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right)\right] dx dy dz dt. \quad (д)$$

Тепло dQ , накапливающееся за время dt вследствие теплопроводности в элементе $dx dy dz$ вещества с объемной теплоемкостью $c\gamma$, повышает его температуру на $dT = \frac{\partial T}{\partial t} dt$, т. е.

$$dQ = c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} dt dx dy dz; \quad (е)$$

здесь $\frac{\partial T}{\partial t}$ — мгновенная скорость изменения температуры в данной точке. Приравнявая правые части выражений (д) и (е) и сокращая, получим дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$c\gamma \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right). \quad (3.1)$$

Эта форма уравнения теплопроводности описывает процессы при переменном коэффициенте λ , который может зависеть от координат x, y, z , от времени или от температуры T . В анизотропных телах, например в кристаллах, коэффициенты теплопроводности зависят от направления кристаллографических осей. В составных телах, например в сердечниках трансформаторов, коэффициенты λ различны в направлениях вдоль или поперек набора листов. В неоднородных телах, например, в составных изделиях из различных металлов, коэффициенты λ и $c\gamma$ неодинаковы в различных областях тела. В некоторых металлах резко выражена зависимость λ и $c\gamma$ от температуры.

Во всех перечисленных случаях следует вести расчет по уравнению (2.7) с учетом переменности λ и $c\gamma$.

Расчет существенно упрощается, если можно по условиям задачи принять коэффициент теплопроводности λ и объемную теплоемкость $c\gamma$ постоянными.

Тогда уравнение теплопроводности принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\gamma} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = a\nabla^2 T. \quad (3.2)$$

Дифференциальное выражение $\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$, представляющее сумму трех вторых частных производных функции $T(x, y, z, t)$ по осям x, y, z , называют оператором Лапласа для прямоугольной системы координат.

Закон Фурье (1.7) связывает удельный тепловой поток, характеризующий перемещение тепла, с распределением температуры в теле. Дифференциальное уравнение теплопроводности (3.2) связывает скорость изменения температуры в данной точке с распределением температуры в ее окрестности. Оператор Лапласа $\nabla^2 T$ выражает отклонение температуры данной точки от средней температуры окрестных точек. Положительный знак этого оператора означает, что в данный момент тепло подводится к данной точке от соседних, а отрицательный, — что тепло отводится от данной точки к соседним. Уравнение (3.2) выражает, что скорость изменения температуры в данной точке пропорциональна оператору Лапласа. Иными словами, чем неравномернее распределена в данный момент температура в окрестности данной точки, тем быстрее изменится температура этой точки тела. По мере распространения тепла вследствие теплопроводности температура выравнивается, т. е. неравномерность распределения температуры в окрестности данной точки уменьшается, соответственно падает и скорость изменения температуры в этой точке.

Коэффициент температуропроводности. Сложный параметр $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$, характеризующий свойства вещества, называют коэффициентом температуропроводности. Коэффициент температуропроводности характеризует скорость выравнивания температуры при нестационарной теплопроводности. Размерность коэффициента a в системе физических единиц

$$[a] = \frac{[\lambda]}{[c][\gamma]} = \frac{\text{кал/см сек}^\circ\text{C}}{\text{кал/г}^\circ\text{C} \cdot \text{г/см}^3} = \text{см}^2/\text{сек},$$

а в технической — $\text{м}^2/\text{час}$. Переводной коэффициент: $1 \text{ см}^2/\text{сек} = 0,36 \text{ м}^2/\text{час}$.

Коэффициент теплопроводности и теплоемкость металлов существенно изменяются с повышением температуры, удельный же вес γ изменяется незначительно. Так, для углеродистых сталей с ростом температуры от 0 до точки плавления значения γ уменьшаются всего на 8—10%. Коэффициент температуропроводности a , так же как и λ и c , в большой степени зависит от температуры. Зависимость теплофизических свойств малоуглеродистой стали с содержанием углерода 0,1% представлена на фиг. 4.

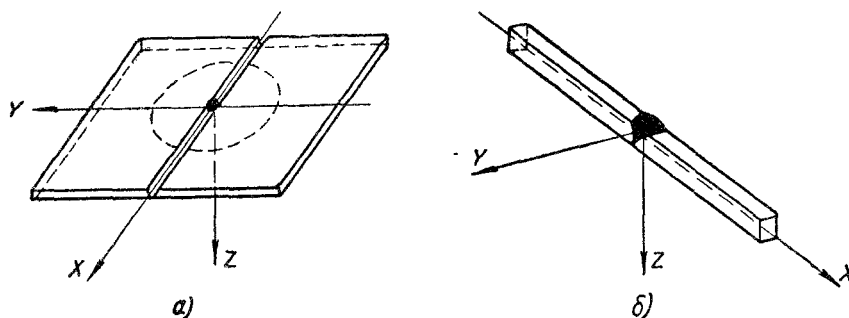
Частные случаи. Общее уравнение теплопроводности в ряде частных случаев можно упростить.

1. В пластине температурное поле относят к плоской системе координат, так как температура по толщине пластины распределена равномерно и не зависит от координаты z (фиг. 9а).

При сварке листов в один проход это допущение близко к действительности. Так как производные от температуры по координате z равны нулю, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, дифференциальное уравнение теплопроводности, описывающее плоский процесс распространения тепла, упрощается:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \quad (3.3)$$

2. В стержне температура по поперечному сечению распределена равномерно и не зависит от y и z (фиг. 9, б), поэтому



Фиг. 9. Схемы плоского процесса распространения тепла после кратковременного нагрева тонких листов, свариваемых встык (а), и линейного процесса распространения тепла после сварки встык тонких стержней (б).

$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, и линейный процесс распространения тепла описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (3.4)$$

3. При стационарном процессе распространения тепла каждый элемент тела получает тепла столько же, сколько отдает, сохраняя свою температуру постоянной. Условием такого процесса будет неизменность температуры в каждой точке тела по времени $T = \text{const}$ и $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$.

Дифференциальное уравнение теплопроводности (3.2) принимает для стационарного процесса вид уравнения Лапласа

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (3.5)$$

Уравнение стационарного плоского процесса, зависящего от координат x и y , (фиг. 9, а),

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0. \quad (3.6)$$

Уравнение стационарного линейного процесса, зависящего от координаты x (фиг. 9,б),

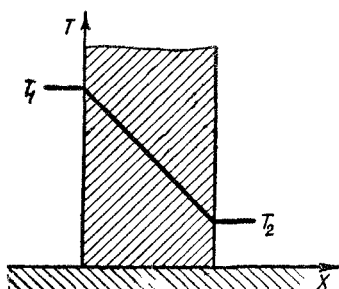
$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0. \quad (3.7)$$

Пусть в плоской стенке установилось стационарное распределение температуры (фиг. 10). В этом случае температура зависит от одной координаты x , поэтому в уравнении (3.7) стоит обыкновенная производная. Интегрируем уравнение (3.7), тогда

$$\frac{dT}{dx} = C, \quad (3.8)$$

т. е. градиент постоянен; второе интегрирование приведет к уравнению процесса в общем виде

$$T = Cx + D. \quad (3.9)$$



Фиг. 10. Распределение температуры по толщине плоской стенки при стационарном линейном процессе распространения тепла.

Температура есть линейная функция координаты x , т. е. стационарное распределение температуры в плоской стенке выражается прямой линией.

В разобранных случаях уравнения процессов были выражены в прямоугольных координатах. В других системах координат дифференциальные уравнения могут принимать в отдельных случаях более простой вид, что дает возможность получать более простые решения.

§ 4. КРАЕВЫЕ УСЛОВИЯ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Краевые условия. Процесс распространения тепла в любой точке тела и в каждый момент времени удовлетворяет дифференциальному уравнению теплопроводности (3.2). Чтобы рассчитывать процессы, недостаточно располагать уравнением теплопроводности, так как оно не устанавливает зависимости температуры от пространственных координат и от времени, а лишь связывает между собой частные производные температуры по этим переменным.

Для того, чтобы рассчитать процесс распространения тепла, необходимо, кроме дифференциального уравнения теплопроводности, задать **к р а е в ы е у с л о в и я**, т. е. начальное распределение температуры в теле и условия теплообмена на границах тела.

1. **Н а ч а л ь н о е р а с п р е д е л е н и е т е м п е р а т у р ы** задается во всем объеме тела в определенный момент процесса $t = 0$, принимаемый за начало отсчета времени

$$T(x, y, z, 0) = T_0(x, y, z). \quad (4.1)$$

К этому исходному температурному состоянию как бы «пристраивается» последующий процесс распространения тепла. Если

температура тела в начальный момент равна нулю, процесс распространения тепла может быть обусловлен действием источников тепла — внутренних или внешних.

2. **Г р а н и ч н ы е у с л о в и я** выражают тепловое взаимодействие поверхности теплопроводящего тела с окружающей средой. Неограниченное теплопроводящее тело характеризуется тем, что во всем его объеме процесс распространения тепла подчиняется уравнению теплопроводности. Таких тел в действительности не существует, тела с заданными свойствами всегда ограничены. Рассматривая местный процесс распространения тепла, протекающий вдали от границ тела, часто оказывается удобным считать тело неограниченным, так как наличие границ тела сказывается тем позже, чем более удаленную от них часть тела мы рассматриваем. Поэтому неограниченное тело (трех измерений), неограниченная пластина и неограниченный стержень являются схемами, часто применяемыми при расчетах на теплопроводность.

Условия, которые задаются на поверхности ограниченного тела, как бы выделяют из бесконечного пространства область, в которой процесс распространения тепла обусловлен теплопроводностью. Граничные условия могут быть весьма разнообразны. Для практических расчетов наиболее интересны следующие типы граничных условий, называемые условиями 1-го, 2-го и 3-го рода.

Условие 1-го рода. Температура поверхности теплопроводящего тела задается в зависимости от поверхностных координат и от времени $T_s = T_s(x, y, z, t)$. Граничное условие 1-го рода требует, чтобы температура граничных точек равнялась заданной, как бы ни была распределена температура внутри тела. При графическом изображении распределения температуры кривая температуры на границе должна иметь заданную ординату, которая может изменяться со временем.

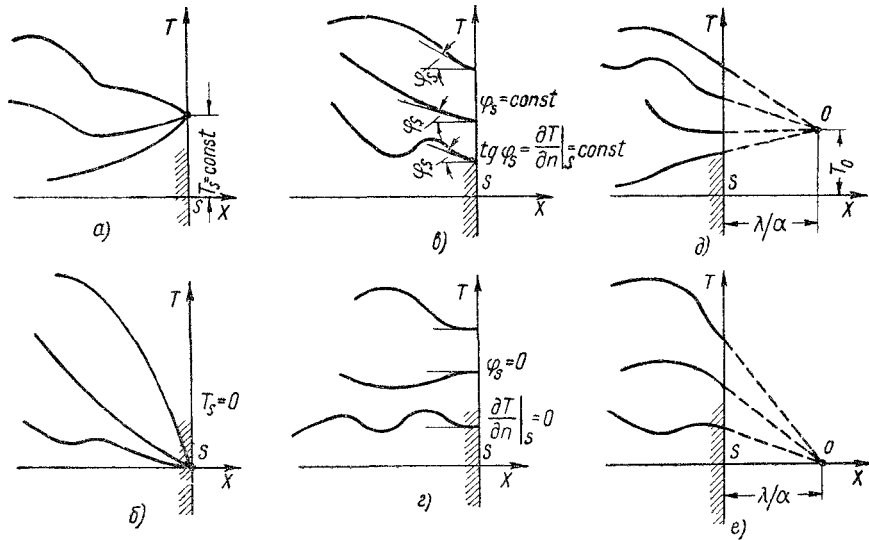
Изотермическое граничное условие представляет частный случай условия 1-го рода. При изотермической границе температуру поверхности тела принимают постоянной $T_s = \text{const}$, как, например, при интенсивном омывании поверхности жидкостью с определенной температурой (фиг. 11, а). Для расчетов удобно принимать эту постоянную температуру поверхности за начало отсчета температуры, тогда граничное условие выражается особенно просто (фиг. 11, б).

$$T_s = 0. \quad (4.2)$$

Условие 2-го рода. При этом задают распределение удельного теплового потока через поверхность тела в зависимости от поверхностных координат и от времени $q_s = q_s(x, y, z, t)$. Условие 2-го рода задает величину теплового потока на границе, т. е. кривая температуры на границе может иметь любую ординату, но обязательно заданный градиент, в частном случае постоянный (фиг. 11, в).

А д и а б а т и ч е с к а я г р а н и ц а представляет частный случай условия 2-го рода. При адиабатическом условии тепловой

поток через границы равен нулю (фиг. 11,з). Если теплообмен тела с окружающей средой незначителен в сравнении с тепловыми потоками внутри тела, поверхность тела можно считать практически непроницающей тепла. Очевидно, что в любой точке адиа-



Фиг. 11. Типы условий теплообмена на границах тела (граничных условий): *a* и *б* — условие 1-го рода, (изотермическая граница) *в* и *г* — условие 2-го рода; *з* — адиабатическая граница *д* — условие 3-го рода — теплообмен на границе со средой постоянной температуры; *е* — то же со средой нулевой температуры.

батической границы s удельный тепловой поток и пропорциональный ему градиент по нормали к поверхности равны нулю:

$$q_s = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_s = 0. \quad (4.3)$$

Условие 3-го рода. При этом задают теплообмен на границе со средой заданной температуры. Правило Ньютона выражает, что удельный поток теплоотдачи q_s через граничную поверхность s пропорционален разности температур граничной поверхности T_s и окружающей среды T_0 :

$$q_s = \alpha (T_s - T_0). \quad (a)$$

Удельный поток тепла, подтекающего к граничной поверхности со стороны теплопроводящего тела, по закону Фурье пропорционален градиенту температуры по нормали к граничной поверхности

$$q_s = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_s. \quad (б)$$

Приравнивая удельные потоки притекающего и уходящего тепла [уравнения (а) и (б)], получим простейшее условие 3-го рода

$$\alpha(T_s - T_0) = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_s, \quad (в)$$

выражающее, что градиент температуры по нормали к граничной поверхности пропорционален перепаду температуры между граничной поверхностью и окружающей средой. Это условие требует, чтобы касательная к кривой распределения температуры в граничной точке проходила через направляющую точку O с температурой T_0 , находящуюся вне тела на расстоянии λ/α от граничной поверхности (фиг. 11, д).

В частном случае постоянной температуры окружающей среды, $T_0 = \text{const}$ для расчетов удобно принимать эту постоянную температуру за начало отсчета температур, т. е. $T_0 = 0$. Тогда граничное условие 3-го рода выражается наиболее просто (фиг. 11, е)

$$\alpha T_s = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_s. \quad (4.4)$$

Правило Ньютона лишь приближенно описывает реальный теплообмен конвекцией и излучением между поверхностью твердого тела и окружающей жидкой или газообразной средой. При расчете процессов распространения тепла в металлах, обладающих большой теплопроводностью, условие теплообмена (4.4) позволяет получать приближенные решения с удовлетворительной точностью.

Изотермическое условие представляет предельный случай условия теплообмена на границе при $\frac{\alpha}{\lambda} \rightarrow \infty$, т. е. когда коэффициент теплоотдачи настолько велик, а коэффициент теплопроводности настолько мал, что температура поверхности оказывается близкой к постоянной температуре окружающей среды. Например, при гранулировании флюса в воде омываемая струей воды поверхность зерен флюса быстро приобретает температуру воды.

Адиабатическое условие представляет другой предельный случай условия теплообмена на границе при $\frac{\alpha}{\lambda} \rightarrow 0$, т. е. когда при весьма малом коэффициенте теплоотдачи и значительном коэффициенте теплопроводности поток тепла через граничную поверхность приближается к нулю. Поверхность металлического изделия, соприкасающегося со спокойным воздухом, при недолгом процессе может приниматься адиабатической, так как действительный поток теплообмена через поверхность незначителен. При длительном процессе поверхностный теплообмен успевает отнять у металла значительное количество тепла, и пренебрегать им уже нельзя.

Выбирая для расчета тип того или иного простейшего граничного условия, следует помнить, что в действительности поверхность твердого тела всегда обменивается теплом с жидкой или газообразной

средой. Можно приближенно считать границу тела изотермической в тех случаях, когда интенсивность поверхностного теплообмена заведомо велика, и адиабатической — если эта интенсивность заведомо мала.

Методы расчета. Для решения задач теплопроводности применяют аналитические методы и численный метод. Аналитические методы состоят в подборе уравнения процесса, удовлетворяющего дифференциальному уравнению теплопроводности и краевым условиям. Из аналитических методов наиболее часто применяются метод Фурье, метод источников и операторный метод. В дальнейшем мы будем применять только метод источников как наиболее простой и удовлетворительно описывающий распределение температуры во многих случаях нагрева металла при сварке.

Существующие аналитические методы дают возможность получать решения только для процессов, описываемых линейными дифференциальными уравнениями при линейных граничных условиях, т. е. для тех случаев, когда коэффициенты теплофизических свойств — теплопроводность λ и объемную теплоемкость c_V , а также коэффициент теплоотдачи α можно считать независимыми от температуры. Аналитические методы приводят к общим уравнениям процессов, действительным при разнообразных числовых значениях параметров, характеризующих данную задачу, — геометрических размеров, тепловых характеристик режима нагрева и физических свойств металла. В простейших задачах удается получить решение в замкнутой форме, т. е. выразить уравнение процесса через изученные функции от времени, пространственных координат и постоянных параметров процесса. В более сложных задачах решения описываются определенными интегралами или бесконечными рядами.

При расчетах по численному методу дифференциальное уравнение теплопроводности заменяется соответствующим уравнением в конечных разностях. Такое уравнение дает возможность рассчитывать процесс распространения тепла шаг за шагом, исходя из начального распределения температуры. Расчеты можно вести только для данных условий задачи при определенных числовых значениях всех постоянных параметров. Численный метод не дает подобно аналитическому общего решения задачи, но его целесообразно применять для инженерных расчетов в тех случаях, когда получение аналитического решения ввиду сложности условий задачи становится крайне трудоемким или вообще недоступным.

Чем проще условия задачи, тем легче получить простое и ясное аналитическое решение, описывающее процесс в общем виде и дающее возможность полного анализа процесса. Для получения такого решения часто оказывается необходимым упрощать постановку задачи. Но, схематизируя явление, нужно уловить и правильно оценить главные особенности изучаемого процесса, пренебрегая второстепенными. Для проверки применимости упрощенной схемы, для описания реального процесса распространения тепла весьма целесообразно ставить опыты с непосредственным измерением температуры в отдельных точках тела (термопарами).

Учет зависимости коэффициентов теплофизических свойств металла и теплоотдачи от температуры приводит к нелинейным дифференциальным уравнениям процесса и к нелинейным граничным условиям и ведет к невозможности получения расчетных уравнений процесса аналитическими методами. Для расчета процессов нагрева и охлаждения металла при сварке выбирают постоянные значения коэффициентов λ , $c\gamma$, a и α , соответствующие некоторой средней температуре процесса. В диапазоне температур сварочного процесса — от температуры плавления металла до температуры окружающего воздуха — теплофизические коэффициенты значительно изменяются, особенно коэффициент теплоотдачи (см. фиг. 6). Средняя температура, которой соответствуют принимаемые для расчета значения теплофизических коэффициентов, определяется из сопоставления опытных данных по измерению температуры с результатами расчета. Для расчета температуры при сварке малоуглеродистой стали следует принимать теплофизические коэффициенты металла λ , $c\gamma$ и a , соответствующие средней температуре 400—500°, и коэффициент теплоотдачи α , соответствующий температуре 200—400°.

§ 5. МГНОВЕННЫЕ СОСРЕДОТОЧЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Метод источников удобен для решения задач нагрева и охлаждения металла при сварке, связанных с местным выделением тепла. Решения метода источников получаются в наиболее простой форме, если область распространения тепла неограничена, а источник сосредоточен в весьма малом элементе объема.

Мгновенный точечный источник. В начальный момент времени $t = 0$ в бесконечно малом элементе объема $dx dy dz$ неограниченного теплопроводящего тела, находящегося при начальной нулевой температуре $T_0 = 0$, сосредоточено количество тепла Q кал. Теплофизические свойства тела характеризуются коэффициентом теплопроводности λ кал/см сек°С, объемной теплоемкостью $c\gamma$ кал/см³°С и коэффициентом температуропроводности a см²/сек; эти коэффициенты остаются постоянными во всем теле за все время процесса и не зависят от температуры. Совместим с элементом объема начало O прямоугольной системы координат XYZ . Тогда процесс распространения тепла мгновенного сосредоточенного источника Q выразится уравнением

$$T(R, t) = \frac{Q}{c\gamma (4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}}, \quad (5.1)$$

здесь $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$ — квадрат расстояния от источника тепла O до точки тела A с координатами x , y , z . Это уравнение процесса является особым решением дифференциального уравнения теплопроводности (3.2). Очевидно, что процесс (5.1) симметричен относительно точки O , т. е. температура любой точки тела определяется только ее сферическим радиусом-вектором R . Изотермическими поверхностями являются сферы $R = \text{const}$ с центром в точечном источнике O .

Для того, чтобы убедиться, что решение (5.1) удовлетворяет дифференциальному уравнению теплопроводности (3.2), вычислим частные производные температуры (5.1) по времени и пространственным координатам x , y , z и подставим в дифференциальное уравнение. В результате подстановки должно получиться тождество.

Производную $\frac{\partial T}{\partial t}$, т. е. скорость изменения температуры, найдем по правилу дифференцирования произведения двух функций от t

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial (uv)}{\partial t} = u \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial t},$$

где

$$T = uv; \quad u = \frac{Q}{c \gamma (4\pi at)^{3/2}}; \quad v = e^{-\frac{R^2}{4at}},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{Q}{c \gamma (4\pi at)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{R^2}{4at}} \left(-\frac{R^2}{4a} \right) \left(-\frac{1}{t^2} \right) + \\ &+ \frac{Q}{c \gamma (4\pi a)^{3/2}} \left(-\frac{3}{2} t^{-\frac{5}{2}} \right) e^{-\frac{R^2}{4at}} = T \left(\frac{R^2}{4at^2} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{t} \right) = \frac{T}{t} \left(\frac{R^2}{4at} - \frac{3}{2} \right). \end{aligned} \quad (a)$$

Производную $\frac{\partial T}{\partial x}$, т. е. градиент температуры в направлении OX вычислим по правилу дифференцирования сложных функций

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial T}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial x} = \frac{Q}{c \gamma (4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}} \left(-\frac{2R}{4at} \right) \frac{\partial R}{\partial x} = \\ &= -T \frac{R}{2at} \frac{x}{R} = T \left(-\frac{x}{2at} \right). \end{aligned}$$

Вторую производную температуры по оси OX найдем по правилу дифференцирования произведения двух функций

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) = T \left(-\frac{1}{2at} \right) + \left(-T \frac{x}{2at} \right) \left(-\frac{x}{2at} \right) = \\ &= T \left(-\frac{1}{2at} + \frac{x^2}{4a^2 t^2} \right) = \frac{T}{2at} \left(\frac{x^2}{2at} - 1 \right). \end{aligned} \quad (б)$$

Вторые производные по осям OY и OZ выразим аналогично

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{T}{2at} \left(\frac{y^2}{2at} - 1 \right); \quad (в)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{T}{2at} \left(\frac{z^2}{2at} - 1 \right). \quad (г)$$

Подставляя выражения (а) — (г) в уравнение (3.2), получим тождество

$$\begin{aligned} \frac{T}{t} \left(\frac{R^2}{4at} - \frac{3}{2} \right) &= a \left[\frac{T}{2at} \left(\frac{x^2}{2at} - 1 + \frac{y^2}{2at} - 1 + \frac{z^2}{2at} - 1 \right) \right]; \\ \frac{T}{t} \left(\frac{R^2}{4at} - \frac{3}{2} \right) &= \frac{T}{2t} \left(\frac{R^2}{2at} - 3 \right); \\ \frac{T}{t} \left(\frac{R^2}{4at} - \frac{3}{2} \right) &= \frac{T}{t} \left(\frac{R^2}{4at} - \frac{3}{2} \right). \end{aligned} \quad (д)$$

Следовательно, решение (5.1) удовлетворяет дифференциальному уравнению теплопроводности (3.2). Необходимо лишь убедиться в правильном выборе постоянного (не зависящего от x и t) сомножителя в выражении (5.1), очевидно, сокращающегося в тождестве (д).

По мере того, как тепло Q источника распространяется по телу, температуры отдельных точек тела изменяются, но общее теплосодержание остается постоянно равным Q . Подсчитаем теплосодержание тела $Q(t)$ в процессе распространения (5.1) тепла точечного источника в любой момент времени t :

$$Q(t) = \int_0^{\infty} T(R, t) c \gamma \cdot 4\pi R^2 dR \quad (5.2)$$

и проверим, остается ли оно постоянно равным Q .

Выражение $4\pi R^2$ представляет собой площадь изотермической сферической поверхности радиуса R . Подставим в выражение (5.2) уравнение процесса распространения тепла (5.1) и вычислим интеграл

$$Q(t) = \int_0^{\infty} \frac{Q}{c \gamma (4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}} c \gamma \cdot 4\pi R^2 dR = \frac{4\pi Q}{(4\pi at)^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} R^2 dR. \quad (е)$$

Интеграл берем по частям:

$$\begin{aligned} \int u dp &= up - \int pdu; \\ dp &= e^{-\frac{R^2}{4at}} d\left(-\frac{R^2}{4at}\right) = -e^{-\frac{R^2}{4at}} \frac{RdR}{2at}; \\ p &= e^{-\frac{R^2}{4at}}, u = -2atR; du = -2atdR; \\ \int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} R^2 dR &= -2atR e^{-\frac{R^2}{4at}} \Big|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} 2atdR. \end{aligned} \quad (ж)$$

Известно, что $\int_0^{\infty} e^{-z^2} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$; приведем к этому виду интеграл

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} 2at dR$$

подстановкой $z = \frac{R}{\sqrt{4at}}$, тогда

$$2at \int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} dR = 2at \int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{R}{\sqrt{4at}}\right)^2} d\left(\frac{R}{\sqrt{4at}}\right) \sqrt{4at} =$$

$$\frac{(4at)^{3/2}}{2} \int_0^{\infty} e^{-z^2} dz = \frac{(4at)^{3/2}}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (з)$$

Подставим это значение интеграла в уравнение (ж)

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{R^2}{4at}} R^2 dR = -2at R e^{-\frac{R^2}{4at}} \Big|_0^{\infty} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} (4at)^{3/2} =$$

$$= 0 - 0 + \frac{\sqrt{\pi}}{4} (4at)^{3/2} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} (4at)^{3/2}. \quad (и)$$

Следовательно,

$$Q(t) = \int_0^{\infty} T(R,t) c_{\Gamma} \cdot 4\pi R^2 dR = \frac{4-Q}{(4-at)^{3/2}} \frac{\sqrt{\pi}}{4} (4at)^{3/2} = Q. \quad (к)$$

Теплосодержание $Q(t)$ тела, нагретого мгновенным точечным источником, в любой момент процесса t равняется теплу Q , сосредоточенному в начальный момент в точке O , следовательно, постоянный множитель в уравнении (5.1) выбран правильно. Теплосодержание бесконечного тела остается постоянным, так как тело не теряет тепла в окружающую среду.

В начальный момент $t = 0$, формула (5.1) дает бесконечно большую температуру в точке O , $T(0,0) \rightarrow \infty$, так как в этот момент конечное количество тепла Q сосредоточено в точке, т. е. в бесконечно малом элементе объема. Во всем объеме тела вне точечного источника начальная температура равна нулю, $T(R, 0) = 0$. В весьма удаленных от источника точках тела $R \rightarrow \infty$ температура во все время процесса остается равной нулю, $T(\infty, t) = 0$.

Мгновенный линейный источник. Неограниченное теплопроводящее тело находится при начальной нулевой температуре $T_0 = 0$. В начальный момент времени в линейном элементе объема, представляющем бесконечную призму с бесконечно малым основанием $dx dy$ и с осью, совпадающей с осью OZ , сосредоточено тепло с равномерной линейной интенсивностью Q_1 кал/см. Процесс распространения тепла мгновенного линейного источника Q_1 выразится уравнением

$$T(r, t) = \frac{Q_1}{c_{\Gamma} \cdot 4\pi at} e^{-\frac{r^2}{4at}}; \quad (5.3)$$

здесь $r^2 = x^2 + y^2$ — квадрат расстояния от источника тепла OZ до точки тела $A(x, y, z)$. Процесс (5.3) симметричен относительно оси OZ , и удовлетворяет дифференциальному уравнению теплопроводности (3.3) для плоского поля. Температурное поле является плоским, т. е. температура не зависит от координаты z , так как размеры источника в направлении оси OZ неограничены; изотермические поверхности — круговые цилиндры с осью OZ .

Мгновенный плоский источник. Неограниченное теплопроводящее тело находится при начальной нулевой температуре. В начальный момент в элементе объема, представляющем бесконечный плоский слой с основанием, совпадающим с плоскостью YOZ и с бесконечно малой высотой dx , сосредоточено тепло с равномерной поверхностной интенсивностью Q_2 кал/см². Процесс распространения тепла мгновенного плоского источника Q_2 выразится уравнением:

$$T(x, t) = \frac{Q_2}{c\gamma(4\pi at)^{1/2}} e^{-\frac{x^2}{4at}}. \quad (5.4)$$

Процесс симметричен относительно плоскости YOZ и удовлетворяет дифференциальному уравнению теплопроводности (3.4) для линейного поля. Так как размеры источника в плоскости YOZ неограничены, температурное поле является линейным, т. е. температура зависит только от координаты x . Изотермические поверхности — плоскости, параллельные YOZ .

§ 6. РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ И НЕПРЕРЫВНО ДЕЙСТВУЮЩИЕ ИСТОЧНИКИ

Источники тепла, распределенные любым образом по поверхности или по объему тела, можно представить, как совокупность сосредоточенных источников — точечных, линейных или плоских. Непрерывно действующие источники также можно представить, как совокупность мгновенных источников, распределенных соответствующим образом по промежутку времени действия источника. Процесс распространения тепла от каждого из элементарных источников (мгновенных сосредоточенных) выражается уравнениями (5.1), (5.3) и (5.4). Процессы распространения тепла распределенных и непрерывно действующих источников описываются выражениями, получаемыми наложением элементарных решений.

Принцип наложения. В теле действует ряд сосредоточенных источников. Будем полагать коэффициенты λ , $c\gamma$ и α независимыми от температуры, тогда дифференциальное уравнение (3.2) и граничные условия типа (4.4) становятся л и н е й н ы м и. Как известно, сумма любого числа частных решений линейного дифференциального уравнения также удовлетворяет этому уравнению. Поэтому тепло каждого источника распространяется по телу независимо от действия других источников, т. е. так, как и тепло от одиночного источника. Процессы распространения тепла отдельных источников не взаимодействуют между собой, а просто накладываются друг на друга. Принцип наложения состоит в том, что температура в процессе распространения тепла при совместном действии ряда источ-

ников рассматривается, как сумма температур от действия каждого из источников в отдельности.

Принцип наложения неприменим, если:

а) коэффициенты теплофизических свойств материала λ и $c\gamma$ и коэффициент теплоотдачи α считать зависящими от температуры;

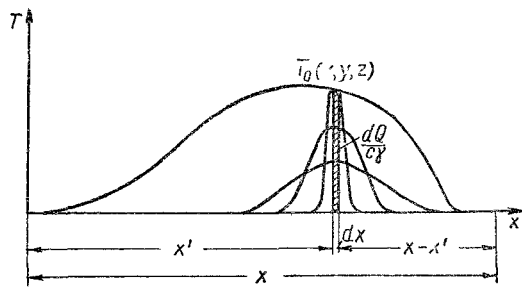
б) учитывать происходящие в теле изменения агрегатного состояния, связанные с поглощением или выделением тепла (плавление, отвердевание, структурные превращения).

Выравнивание начального распределения температуры. Начальное распределение температуры $T(x, y, z, 0) = T_0(x, y, z)$, заданное условиями задачи, можно рассматривать, как совокупность мгновенных элементарных источников, распределенных соответствующим образом по объему тела (фиг. 12).

Количество тепла

$$dQ = c\gamma T_0(x', y', z') dx' dy' dz', \quad (a)$$

сосредоточенное в элементе объема неограниченного тела у точки x', y', z' будем рассматривать, как мгновенный точечный источник,



Фиг. 12. Начальное распределение температуры $T_0(x, y, z)$ и процесс распространения тепла dQ , сосредоточенного на участке dx .

приложенный в начальный момент $t = 0$. Это элементарное количество тепла распространяется в соответствии с уравнением (5.1)

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

но квадрат расстояния от источника в точке x', y', z' до точки тела x, y, z выразится $R'^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2$.

По принципу наложения температура $T(x, y, z, t)$ в процессе распространения тепла от начального распределения $T_0(x', y', z')$ равна сумме температур от всех элементарных количеств тепла dQ , распределенных по объему тела V в соответствии с уравнением (а)

$$T(x, y, z, t) = \int_V dT. \quad (в)$$

Элементарные количества тепла dQ суммируются по трем пространственным координатам x', y', z' , определяющим начальную температуру T_0 , в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ по каждой из них. Подставляя выражения (а) и (б) в интеграл (в), получим

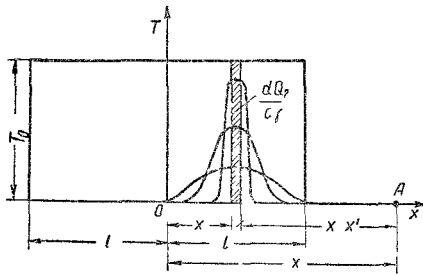
$$T(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi at)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_0(x', y', z') dx' dy' dz' e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4at}}. \quad (6.1)$$

Таким же образом выражаются процессы распространения тепла от начального плоского распределения температуры $T_0(x, y)$ и от начального линейного распределения $T_0(x)$. В этих случаях нужно суммировать выражения элементарных процессов распределения тепла от мгновенных источников — линейного (5.3) и плоского (5.4).

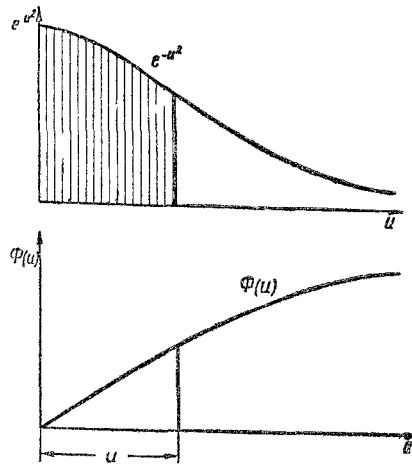
Пример 1 В бесконечном стержне постоянного сечения с непронускающей тепла боковой поверхностью в начальный момент нагрет до T_0 с центральной участок длиной $2l$, вне которого начальная температура равна нулю т е

$$T(x, 0) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < -l \\ T_0 & \text{при } -l \leq x \leq l \\ 0 & \text{при } x > l \end{cases}$$

Для вычисления температуры в процессе распространения тепла разобьем центральный нагретый участок стержня длиной $2l$ поперечными плоскостями на ряд элементарных плоских слоев dx' с теплосодержанием $dQ_0 = c\gamma T_0 dx'$ на единицу поверхности слоя (фиг. 13). Температура в разится суммированием процессов распространения тепла (5.4) элементарных плоских мгновенных источников dQ_0 с координатами x' .



Фиг. 13 Начальное распределение температуры T_0 в стержне на участке длиной $2l$ (к примеру 1)



Фиг. 14 Кривая вероятности e^{-u^2} и функция интеграла вероятности Гаусса $\Phi(u)$

Суммирование распространено на все источники участка $-l \leq x' \leq l$, вне которого источников тепла нет

$$T(x, t) = \int_{-l}^{l} \frac{dQ_0}{c\gamma(4-at)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x')^2}{4at}} = \frac{T_0}{\sqrt{4-at}} \int_{-l}^{l} dx' e^{-\frac{(x-x')^2}{4at}} \quad (\Gamma)$$

Для вычисления интеграла применим подстановку $u = \frac{x-x'}{\sqrt{4at}}$, $du = -\frac{dx'}{\sqrt{4at}}$, тогда

$$\int_{-l}^{l} e^{-\frac{(x-x')^2}{4at}} dx' = -\sqrt{4at} \int_{\frac{x+l}{\sqrt{4at}}}^{\frac{x-l}{\sqrt{4at}}} e^{-u^2} du = \sqrt{4at} \left(\int_0^{\frac{x+l}{\sqrt{4at}}} e^{-u^2} du - \int_0^{\frac{x-l}{\sqrt{4at}}} e^{-u^2} du \right) \quad (\Delta)$$

Интеграл от функции e^{-u^2} представляет собой площадь кривой вероятности (фиг. 14). Значения этого интеграла, взятого в пределах от 0 до u , являются функцией его верхнего предела u , называемой функцией интеграла вероятности Гаусса (или функции Крампэ)

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du \quad (6.2)$$

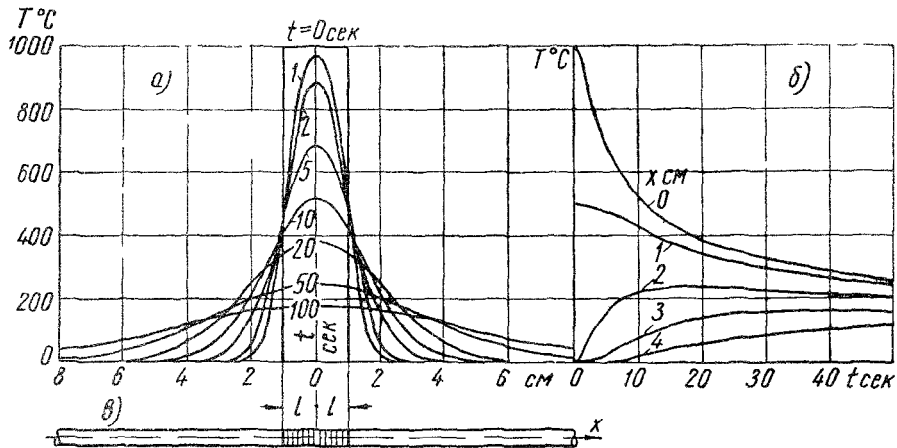
таблица этой функции приведена в приложении — стр. 274

Температуру из уравнения (г) выразим через функции интеграла вероятности, используя уравнения (д) и (6.2)

$$T(x, t) = \frac{T_0}{\sqrt{4\tau at}} \sqrt{4at} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\Phi\left(\frac{x+l}{\sqrt{4at}}\right) - \Phi\left(\frac{x-l}{\sqrt{4at}}\right) \right];$$

$$t(x, t) = \frac{T_0}{2} \left[\Phi\left(\frac{x+l}{\sqrt{4at}}\right) - \Phi\left(\frac{x-l}{\sqrt{4at}}\right) \right] \quad (6.3)$$

Температура середины первоначально нагретого участка $T(0, t) = T_0 \Phi\left(\frac{l}{\sqrt{4at}}\right)$ остается наиболее высокой температурой в стержне за все время процесса выравнивания (фиг. 15).



Фиг. 15 Процесс распространения тепла в неограниченном стержне, участок которого длиной $2l = 2$ см нагрет в начальный момент до температуры $T = 1000^\circ$. $a = 0,1$ см²/сек, $\lambda = 0,1$ ккал/см сек²С, $c_1 = 1$ ккал/см³С. а — изохорны, б — кривые изменения температуры, в — схема начального распределения.

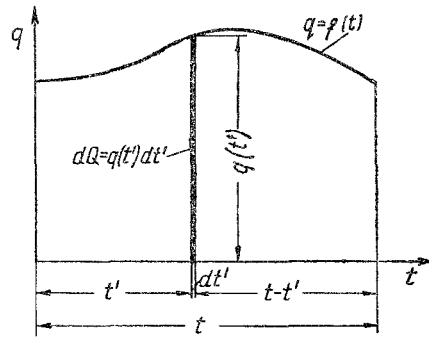
Непрерывно действующие сосредоточенные источники. Неограниченное теплопроводящее тело находится при нулевой начальной температуре. В момент $t=0$ в точке O тела начинает выделяться тепло. Мощность непрерывно действующего точечного источника $q(t)$ ккал/сек может изменяться со временем или оставаться постоянной. В действительности источники тепла всегда распределены в определенном конечном объеме, но если этот объем невелик, можно

схематизировать явление и считать, что тепло выделяется в бесконечно малом точечном объеме.

Промежуток времени t действия непрерывного источника разобьем на бесконечно малые элементы dt' (фиг. 16). Элементарное количество тепла

$$dQ = q(t') dt', \quad (e)$$

выделившееся в точке O за элемент времени dt' через t' сек., после начала действия источника можно рассматривать, как мгновенный точечный источник, приложенный в момент t' . Элемент тепла dQ распространяется по телу в течение $t-t'$ и вызывает к моменту t элементарное повышение температуры в соответствии с уравнением (5.1)



Фиг. 16. Разбивка промежутка времени действия непрерывного источника на элементы.

$$dT(R, t-t') = \frac{dQ}{c\gamma [4\pi a(t-t')]^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4a(t-t')}}. \quad (ж)$$

По принципу наложения температура $T(R, t)$ в момент t при действии непрерывного точечного источника равна сумме температур dT от всех элементарных количеств тепла dQ , выделившихся за время действия источника

$$T(R, t) = \int_0^t dT(R, t-t'). \quad (з)$$

Подставляя выражения (е) и (ж) в интеграл (з), выразим процесс распространения тепла непрерывно действующего точечного источника.

$$T(R, t) = \int_0^t \frac{q(t') dt'}{c\gamma [4\pi a(t-t')]^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4a(t-t')}}.$$

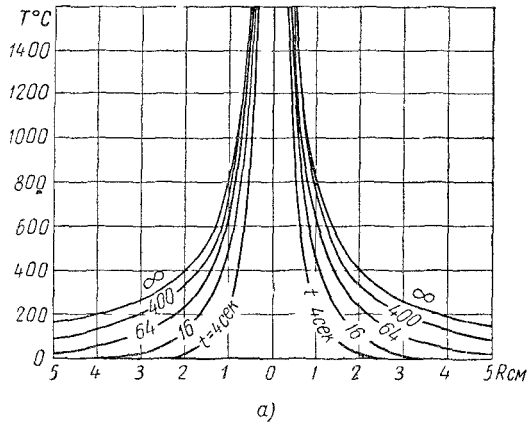
Процессы распространения тепла непрерывно действующих линейных источников и плоских источников выражают аналогичным образом, суммируя по выражению типа (з) элементарные процессы (5.3) и (5.4).

Пример 2. В точке O неограниченного тела с нулевой начальной температурой, начиная с момента $t=0$, действует точечный источник тепла постоянной мощности q кал/сек. Процесс распространения тепла выразится уравнением (6.4); мощность $q = \text{const}$ вынесем за знак интеграла

$$T(R, t) = \frac{q}{c\gamma} \int_0^t \frac{dt'}{[4\pi a(t-t')]^{3/2}} \cdot e^{-\frac{R^2}{4a(t-t')}}. \quad (и)$$

Интеграл выразим через функцию интеграла вероятности $\Phi(u)$ подстановкой

$$z = \frac{R}{\sqrt{4a(t-t')}}; \quad dz = \frac{Rdt'}{\sqrt{4a(t-t')^3}};$$



$$\Gamma(R,t) = \frac{q}{c\gamma \cdot 4\pi aR} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{R}{\sqrt{4at}}}^{\infty} e^{-z^2} dz; \quad (к)$$

заметим, что

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^{\infty} e^{-z^2} dz = \Phi(\infty) - \Phi(u) = 1 - \Phi(u); \quad a\gamma = \lambda.$$

Уравнение процесса распространения тепла

$$T(R,t) = \frac{q}{4\pi\lambda R} \times \left[1 - \Phi\left(\frac{R}{\sqrt{4at}}\right) \right]. \quad (6.5)$$

Температура точечного источника $T(0,t) = \infty$ во все время процесса остается бесконечно большой, вследствие того, что вводимое тепло сосредоточено в точке. По мере удаления от источника температура уменьшается и в весьма удаленных областях стремится к нулю, $T(\infty,t) = 0$ (фиг. 17, а).

Температуры всех точек тела во время действия источника возрастают, стремясь к предельным значениям T_{np} , устанавливающимся при достаточно длительном действии источника, $t \rightarrow \infty$ (фиг. 17, б).

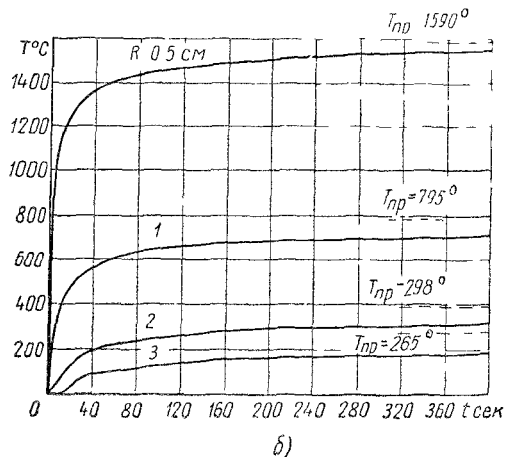
Тогда $\frac{R}{\sqrt{4at}} = 0$; $\Phi(0) = 0$

$$T_{np} = T(R, \infty) = \frac{q}{4\pi\lambda R}. \quad (6.6)$$

В предельном состоянии процесса нагрева неограниченного тела точечным источником тепла постоянной мощности температура убывает обратно пропорционально расстоянию R от источника. Температуры всех точек тела уже более

Фиг. 17. Процесс распространения тепла от непрерывно действующего точечного источника в неограниченном теле (6.5):

$q = 1000$, $a = 1$ сек, $\lambda = 0,1$ кал/см сек, $c\gamma = 1$ кал/см³ С, $a = 0,1$ см/сек, а — распределение температуры в различные моменты времени, б — изменение температуры со временем в различных точках на расстоянии R .



со временем не изменяются. Такое состояние процесса распространения тепла называется стационарным. В стационарном состоянии расход тепла через любую изотермическую сферическую поверхность с радиусом R по закону Фурье (1.6)

$$q(R) = -\lambda \cdot 4\pi R^2 \frac{dT}{dR} = -\lambda \cdot 4\pi R^2 \left(-\frac{q}{4\pi R^2} \right) = q \quad (л)$$

одинаков и равен мощности точечного источника. Тепло, вводимое источником, распространяется в неограниченном теле, не изменяя его температуры (6.6).

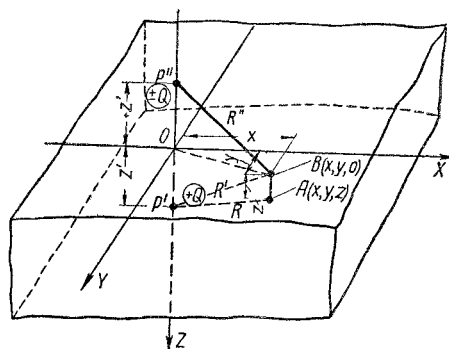
§ 7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В ОГРАНИЧЕННОМ ТЕЛЕ

В неограниченном теле тепло распространяется свободно в соответствии с законом теплопроводности. На поверхности ограниченного тела задаются определенные условия теплообмена с окружающей средой, искажающие естественный процесс распространения тепла.

Процесс распространения тепла в ограниченном теле можно представить, как часть процесса в соответствующей области неограниченного тела, в котором введены дополнительные источники тепла, оказывающие на процесс распространения такое же действие, как и условия на граничных плоскостях.

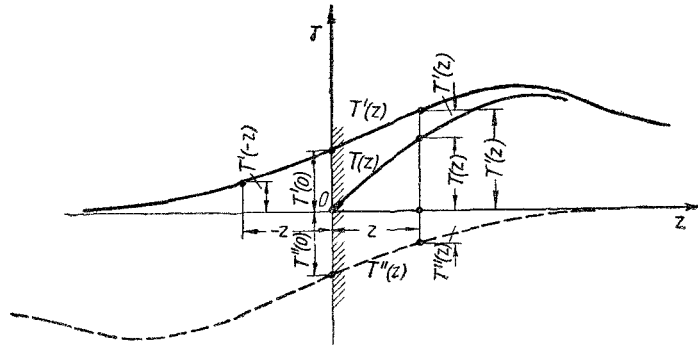
Изотермическая граница. Полубесконечное тело неограниченно простирается по одну сторону от плоскости XOY , т. е. занимает область $z > 0$. Пусть начальная температура тела равна нулю, а на границе задано изотермическое условие (1-го рода): постоянная температура, равная нулю, $T|_{z=0} = 0$. В произвольной точке $P'(0, 0, z')$ тела приложен мгновенный источник тепла Q .

В неограниченном теле процесс распространения тепла источника Q в точке P' выразился бы уравнением типа (5.1). Изотермическое условие на граничной плоскости XOY искажает процесс распространения тепла. Отбрасывая граничное условие, введем дополнительный источник тепла $-Q$, равный по величине источнику в точке P' , но обратный по знаку, так называемый сток тепла. Мгновенный сток приложен в тот же момент $t=0$ в точке $P''(0, 0, -z')$, представляющей зеркальное отражение точки P' относительно граничной плоскости XOY (фиг. 18).



Фиг. 18 Отражение сосредоточенного источника $+Q$ в точке P' полубесконечного тела $z > 0$ в граничной плоскости XOY , находящейся при нулевой температуре ($-Q$) или не пропускающей тепла ($+Q$).

Очевидно, что в любой точке B плоскости XOY неограниченного тела, являющейся плоскостью симметрии относительно точек P' и P'' , температуры от источника и стока будут равны по величине и обратны по знаку, так как расстояния R' и R'' точки B от источника и стока равны между собой. Поэтому при совместном действии источника P' и стока P'' температура плоскости XOY будет во все время процесса оставаться равной нулю. Введением стока тепла



Фиг. 19 Отражение температуры $T'(z)$ от источника, распределенного по оси OZ полубесконечного тела, при изотермической границе

в отраженной точке P'' удовлетворяется изотермическое условие на границе полубесконечного тела

Процесс распространения в полубесконечном теле с изотермической границей тепла от источника в точке P' эквивалентен сумме двух процессов а) процесса распространения в неограниченном теле тепла источника в точке P' и б) процесса распространения в том же теле тепла равного ему стока в точке P'' , являющейся зеркальным отражением точки P' относительно граничной плоскости

$$T(x, y, z, t) = \frac{Q}{c\gamma(4-at)^{3/2}} e^{-\frac{x^2 + y^2 + (z-z')^2}{4at}} - \frac{Q}{c\gamma(4-at)^{3/2}} e^{-\frac{x^2 + y^2 + (z+z')^2}{4at}} \quad (7.1)$$

Это правило можно распространить на распределенные источники и на непрерывно действующие источники в полубесконечном теле. Пусть по оси OZ неограниченного тела распределение температуры от этих источников в определенный момент времени выражается кривой $T'(z)$ (фиг. 19). Построим антисимметричную кривую $T''(z) = -T'(-z)$, представляющую распределение температуры от стоков, зеркально отраженных в плоскости и равных по величине соответствующим источникам. Температура в полубесконечном

теле $z \geq 0$ с изотермической границей $z=0$ выразится алгебраической суммой температур от источников и от отраженных слоев, т. е.

$$T(z) = T'(z) + T''(z) = T'(z) - T'(-z). \quad (7.2)$$

Очевидно, что на изотермической плоскости $z=0$ температура $T(z)=0$, так как $T''(0) = -T'(0)$ (фиг. 19).

Адиабатическая граница. Пусть граничная плоскость XOY полубесконечного тела непроницаема для тепла. Поток тепла через граничную плоскость и пропорциональный ему градиент температуры равны нулю, $\frac{\partial T(0)}{\partial z} = 0$. Процесс распространения в полубесконечном теле с адиабатической границей тепла Q от источника в точке P' эквивалентен сумме двух процессов: а) процесса распространения в неограниченном теле тепла от источника в точке P' и б) процесса распространения в том же теле тепла от равного ему источника в точке P'' , являющейся зеркальным отражением P' относительно граничной плоскости (фиг. 19)

$$T(x, y, z, t) = \frac{Q}{c\gamma(4-at)^{3/2}} e^{-\frac{x^2+y^2+(z-z')^2}{4at}} + \frac{Q}{c\gamma(4at)^{3/2}} e^{-\frac{x^2+y^2+(z+z')^2}{4at}}. \quad (7.3)$$

Так как процессы распространения тепла от источников в точках P' и P'' симметричны относительно плоскости XOY , нормальные составляющие их удельных тепловых потоков в любой точке плоскости $z=0$ равны между собой по величине и противоположны по направлению, а их сумма равна нулю, $\frac{\partial T'(0)}{\partial z} + \frac{\partial T''(0)}{\partial z} = 0$. Таким образом, суммарный процесс распространения тепла от обоих источников P' и P'' удовлетворяет адиабатическому условию на граничной плоскости.

В полубесконечном теле заданы распределенные или непрерывно действующие источники. Пусть распределение по оси OZ температуры от этих источников в определенный момент времени в неограниченном теле выражается кривой $T'(z)$, (фиг. 20). Построим симметричную кривую $T''(z) = T'(-z)$, представляющую распределение температуры от равных по величине дополнительных источников, зеркально отраженных в плоскости $z=0$. Температура в полубесконечном теле $z \geq 0$ с адиабатической границей $z=0$ выразится алгебраической суммой температур от действительных и от отраженных источников, т. е.

$$T(z) = T'(z) + T''(z) = T'(z) + T'(-z). \quad (7.4)$$

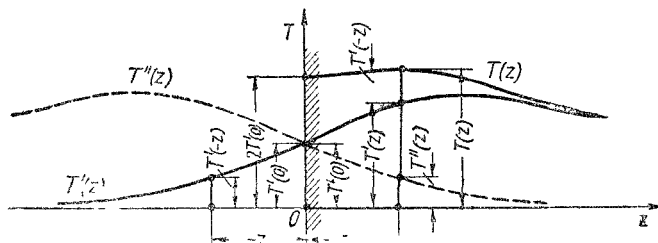
Очевидно, что на граничной плоскости в силу симметрии суммарной кривой $T(z)$ относительно плоскости XOY градиент температуры $\frac{\partial}{\partial z} T(0) = 0$, т. е. адиабатическое условие выполнено.

Температура адиабатической граничной плоскости $z=0$ полубесконечного тела равна удвоенной температуре плоскости $z=0$ неограниченного тела (фиг. 20)

$$T(0) = T'(0) + T''(0) = 2T'(0). \quad (7.5)$$

Таким образом, в полубесконечном теле непроницаемость граничной плоскости для теплового потока повышает ее температуру вдвое в сравнении с температурой той же плоскости в неограниченном теле.

Метод отражений можно применять для приведения к неограниченному телу таких тел, которые ограничены параллельными



Фиг. 20. Отражение температуры $T'(z)$ от источника, распределенного по оси OZ полубесконечного тела, при адиабатической границе.

или взаимно перпендикулярными плоскостями с изотермическим или адиабатическим условием. К ним относятся, например, плоский слой, прямоугольный параллелепипед, прямоугольная пластина, стержень конечной длины и пр.

Граница с теплообменом. Пусть на граничной плоскости полубесконечного тела задан теплообмен с окружающей средой постоянной температуры, равной нулю, т. е. условие 3-го рода (4.4). Если коэффициент теплопроводности материала тела велик, а коэффициент поверхностного теплообмена незначителен, то процесс распространения тепла в теле протекает так, как будто граничная плоскость не пропускает тепла — (см. § 4). При сварке на воздухе массивных металлических изделий соотношение коэффициентов λ и α обеспечивает возможность рассчитывать процесс распространения тепла в металле, пренебрегая поверхностным теплообменом, т. е. по схеме тела с адиабатической границей. Ошибка в определении температуры от принятия такого упрощения обычно не превышает 5%.

Теплообмен на поверхности пластины и стержня. При расчете процессов распространения тепла в пластинах и стержнях необходимо учитывать влияние их теплообмена с окружающей средой через поверхность. Пусть на поверхностях пластины толщиной δ задана теплотдача с коэффициентом α кал/см² сек°С (§ 2) в окружающую среду нулевой температуры. Тогда каждый элементарный объем пластины $\delta dx dy$, нагретый до температуры T , отдает

за время dt в окружающую среду через обе поверхности пластины количество тепла $dQ=2\alpha T dx dy dt$. Относя это количество тепла к единице объема, к единице времени dt и к единице объемной теплоемкости, получим мгновенную скорость изменения температуры, обусловленную поверхностной теплоотдачей

$$-\frac{2\alpha T dx dy dt}{c\gamma\delta dx dy dt} = -\frac{2\alpha T}{c\gamma\delta}. \quad (a)$$

Чтобы получить дифференциальное уравнение теплопроводности для пластины с теплоотдачей, нужно к скорости изменения температуры $\frac{\partial T}{\partial t}$, определяемой уравнением теплопроводности (3.3), прибавить (алгебраически) скорость, обусловленную теплоотдачей и определяемую уравнением (a).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - bT; \quad (7.6)$$

здесь $b = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$ выражает коэффициент температуротдачи для пластины, в 1/сек. Этот коэффициент пропорционален коэффициенту теплоотдачи α и обратно пропорционален объемной теплоемкости $c\gamma$ и толщине пластины δ .

Расчет поверхностной теплоотдачи стержня, поперечное сечение которого характеризуется площадью $F \text{ см}^2$ и периметром $p \text{ см}$, строится так же, как и для пластины. Элементарный объем стержня $F dx$, нагретый до температуры T , отдает за время dt через боковую поверхность $p dx$ в окружающую среду с нулевой температурой количество тепла $dQ = \alpha T p dx dt$. Мгновенная скорость изменения температуры, обусловленная поверхностной теплоотдачей, выразится

$$-\frac{\alpha T p dx dt}{c\gamma F dx dt} = -\frac{\alpha p T}{c\gamma F}. \quad (б)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности для стержня с теплоотдачей получим, прибавив (алгебраически) к определяемой уравнением теплопроводности (3.4) мгновенной скорости изменения температуры скорость изменения, определяемую уравнением (б), обусловленную поверхностной теплоотдачей

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - bT; \quad (7.7)$$

здесь $b = \frac{\alpha p}{c\gamma F}$ — коэффициент температуротдачи для стержня, в 1/сек. Определения коэффициентов b для пластины и для стержня совпадают, если положить отношение площади поперечного сечения F стержня к его периметру p равным половине толщины эквивалентной пластины, $F/p = \delta/2$.

Свободное охлаждение. Положим, что в начальный момент температура пластины (или стержня) постоянна по всему ее объему и равна T . Начиная с момента $t=0$ пластина (или стержень) свободно охлаждается за счет поверхностной теплоотдачи. Тогда температура

$T(t)$ в процессе свободного охлаждения будет оставаться одинаковой по всему объему пластины (или стержня); градиенты будут постоянно равны нулю $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$. Дифференциальное уравнение процесса свободного поверхностного охлаждения пластины (или стержня) примет вид

$$\frac{dT}{dt} = -bT, \quad (7.8)$$

т. е. мгновенная скорость охлаждения — $\frac{dT}{dt}$ (здесь записана обыкновенная производная, так как температура зависит только от одной независимой переменной — от времени t) пропорциональна мгновенной температуре T . Коэффициент b , очевидно, характеризует скорость изменения температуры пластины (или стержня) в процессе свободного охлаждения. Чем выше коэффициент b , тем быстрее охлаждается пластина (или стержень) при данной мгновенной температуре T .

В уравнении (7.8) отделяются переменные

$$\frac{dT}{T} = -bdt; \quad (в)$$

интегрируя почленно, получим

$$\ln T = -bt - C. \quad (г)$$

Произвольную постоянную C определим из начального условия, замечая, что при $t=0$; $T=T_0$

$$\ln T_0 = C \quad (д)$$

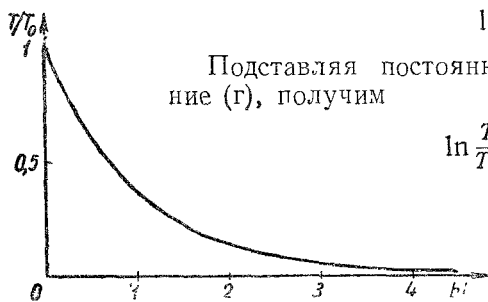
Подставляя постоянную уравнения (д) в уравнение (г), получим

$$\ln \frac{T}{T_0} = -bt. \quad (е)$$

Потенцируя, получим уравнение свободного охлаждения пластины (или стержня)

$$T(t) = T_0 e^{-bt}. \quad (7.9)$$

Фиг. 21. Изменение температуры равномерно нагретой пластины (или стержня) в процессе свободного охлаждения.



Изменение температуры пластины (или стержня) в процессе свободного охлаждения, описываемое экспоненциальным законом (7.9), можно представить графиком фиг. 21. В начале процесса темп охлаждения наиболее высок; по мере снижения температуры уменьшается и пропорциональная ей скорость охлаждения. С течением времени и температура, и скорость охлаждения асимптотически стремятся к нулю.

Учет поверхностной теплоотдачи. Пусть процесс распространения тепла в пластине с теплоотдачей описывается дифференциальным уравнением (7.6). Представим температуру пластины $T(x, y, t)$ в виде произведения температуры $u(x, y, t)$ на безразмерный множитель e^{-bt} , учитывающий свободное охлаждение через поверхность.

$$T(x, y, t) = u(x, y, t) \cdot e^{-bt}. \quad (7.10)$$

Подставим выражение (7.10) в дифференциальное уравнение (7.6):

$$\frac{\partial u}{\partial t} \cdot e^{-bt} - bue^{-bt} = a \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) e^{-bt} - bue^{-bt}.$$

Приводя подобные члены и сокращая на неравный нулю множитель e^{-bt} , получим дифференциальное уравнение для температуры u

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right). \quad (7.11)$$

Из уравнения (7.11) и определения (7.10) видно, что $u(x, y, t)$ есть температура пластины без теплоотдачи, удовлетворяющая тому же начальному условию, что и температура $T(x, y, t)$ в пластине с теплоотдачей. Граничные условия для u следует подобрать так, чтобы удовлетворялись заданные граничные условия для T .

Такие же соображения можно развить и для температуры $T(x, t)$ стержня с теплоотдачей, представив ее выражением $T(x, t) = u(x, t) e^{-bt}$, являющимся частным случаем выражения (7.10).

Температура $T(x, y, t)$ неограниченной пластины с теплоотдачей (или неограниченного стержня с теплоотдачей) в процессе распространения тепла сосредоточенных источников или в процессе выравнивания заданного начального распределения температуры, равна произведению температуры $u(x, y, t)$ [определение (7.10)], рассчитанной для тех же условий в пластине (или стержня) без теплоотдачи, на множитель свободного охлаждения e^{-bt} , зависящий только от длительности процесса охлаждения. Этим правилом удобно пользоваться для расчета процессов распространения тепла сосредоточенных или местных распределенных источников в неограниченных пластинах или стержнях. Очевидно, что температура пластины или стержня с теплоотдачей всегда ниже температуры изолированной пластины или стержня. В данный момент времени t множитель свободного охлаждения e^{-bt} одинаков во всем объеме пластины или стержня.

§ 8. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

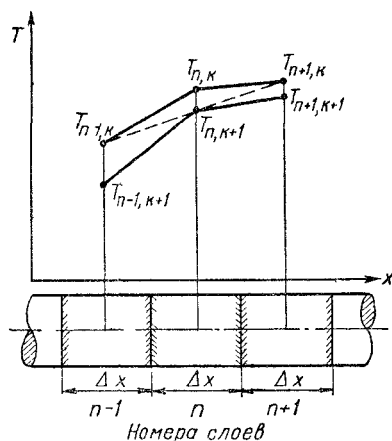
Для расчета процессов распространения тепла наряду с аналитическим применяется также численный метод. В отличие от аналитического метода, приводящего к общему решению задачи, численный метод решает отдельные задачи в числах.

Решение дифференциального уравнения теплопроводности численным методом конечных разностей дает наглядное представление о процессе выравнивания тепла. Численный метод целесообразно применять для тех задач, аналитическое решение которых ввиду сложности задания трудоемко или совсем невозможно.

Линейный процесс распространения тепла. Искомое уравнение процесса в конечной форме выражается в виде $T = T(x, t)$, т. е. температура в любой точке (сечении) стержня зависит от координаты x и времени t . Дифференциальное уравнение теплопроводности в этом случае принимает вид (3.4).

Для решения задачи необходимо знать начальное распределение температуры в стержне и условия теплообмена на его границах. Начальное распределение температуры в стержне задано в виде $T_0 = T_0(x)$, где T_0 — температура в начальный момент времени t_0 .

Функция начального распределения $T_0(x, 0)$ должна быть задана численной таблицей или графиком. Условия на концах стержня задают обычно в форме 1-го, 2-го или 3-го рода (§ 4). Решение таких задач аналитическим методом получается в виде бесконечного ряда. Воспользуемся для решения численным методом конечных разностей.



Фиг. 22. Схема распределения температуры трех последовательных слоев стержня с номерами $n-1$, n и $n+1$ в последовательные моменты времени k и $k+1$.

Дифференциальное уравнение линейного процесса распространения тепла (3.4) устанавливает связь между бесконечно малыми приращениями температуры, времени и длины в любой точке стержня и в любой момент времени.

В аналитических методах подыскивают уравнения процесса, которые удовлетворяют дифференциальному уравнению, начальным и граничным условиям. В численном методе дифференциальное уравнение заменяют приближенным выражением, связывающим не бесконечно малые, а небольшие конечные приращения температуры, времени и длины. Для этого весь стержень разбивают на произвольное число (обычно 10—20) небольших участков одинаковой длины Δx_n (фиг. 22). Время процесса также делят на равные между собой конечные промежутки времени Δt_k . Участки длины стержня нумеруют индексами n , а промежутки времени — индексами k . Точность численного метода зависит от величины участков Δx_n и промежутков Δt_k . Чем они меньше, тем точнее результаты расчета. С другой стороны, при значительном уменьшении этих величин (т. е. при большом дроблении длины стержня и длительности процесса) решение задачи численным методом усложняется. Поэтому при

выборе величин Δx_n и Δt_k следует учитывать оба эти соображения.

Таким образом, решение задачи методом конечных разностей построено на следующих допущениях:

1) температура в данный момент изменяется по длине стержня ступенчато, т. е. температура каждого слоя постоянна;

2) температура каждого слоя изменяется во времени ступенчато, т. е. на конечную величину, оставаясь постоянной в течение данного промежутка времени.

Обозначим температуру слоя n стержня в промежутке времени k через $T_{n,k}$, тогда температура слоя $n+1$ в том же промежутке k будет $T_{n+1,k}$, а приращение температуры при переходе от слоя n к слою $n+1$ выразится как $\Delta T = T_{n+1,k} - T_{n,k}$. Приращение температуры одного и того же слоя n от промежутка времени k к промежутку $k+1$ будет $\Delta T = T_{n,k+1} - T_{n,k}$ (фиг. 22).

Истинную мгновенную скорость изменения температуры заменим средней скоростью ее изменения за конечный промежуток времени.

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{\Delta T_{n,k}}{\Delta t} = \frac{T_{n,k+1} - T_{n,k}}{\Delta t}. \quad (\text{а})$$

Ввиду того, что длины участков Δx , а также величины промежутков времени Δt выбирают соответственно равными между собой, нет необходимости проставлять их номера.

Теперь заменим вторую производную температуры по длине стержня $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ соответствующим ей выражением в конечных разностях.

Вторая производная $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ выражает изменение градиента температуры $\frac{\partial T}{\partial x}$ по длине стержня. Для того, чтобы найти выражение второй производной, необходимо сначала выразить в конечных разностях градиенты температуры в двух смежных сечениях слева и справа от расчетного слоя n

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_- \approx \frac{\Delta T_{n-1,k}}{\Delta x} = \frac{T_{n,k} - T_{n-1,k}}{\Delta x}, \quad (\text{б})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_+ \approx \frac{\Delta T_{n+1,k}}{\Delta x} = \frac{T_{n+1,k} - T_{n,k}}{\Delta x}. \quad (\text{в})$$

Вторая производная является пределом отношения приращения первой производной к приращению независимой переменной. Следовательно, в конечных разностях ей будет соответствовать выражение

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \approx \frac{\Delta^2 T_{n,k}}{(\Delta x)^2} = \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{\Delta T_{n,k}}{\Delta x} - \frac{\Delta T_{n-1,k}}{\Delta x} \right) = \\ &= \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{T_{n+1,k} - T_{n,k}}{\Delta x} - \frac{T_{n,k} - T_{n-1,k}}{\Delta x} \right) = \frac{2}{(\Delta x)^2} \left(\frac{T_{n+1,k} + T_{n-1,k}}{2} - T_{n,k} \right). \quad (\text{г}) \end{aligned}$$

Отсюда следует геометрическое выражение второй производной в конечных разностях: вторая производная пропорциональна полусумме крайних ординат минус средняя ордината.

Уравнение (3.4) линейного процесса распространения тепла в конечных разностях примет вид

$$\frac{\Delta T_{n,k}}{\Delta t} = a \frac{\Delta^2 T_{n,k}}{(\Delta x)^2}, \quad (8.1)$$

подставляя выражения (а) и (г), получим

$$\frac{T_{n,k+1} - T_{n,k}}{\Delta t} = \frac{2a}{(\Delta x)^2} \left(\frac{T_{n+1,k} + T_{n-1,k}}{2} - T_{n,k} \right) \quad (8.2)$$

Отсюда следует выражение для температуры $T_{n,k+1}$ слоя n в последующий промежуток времени $k+1$ через температуры трех смежных слоев $n-1$, n , $n+1$ в предыдущий промежуток времени k :

$$T_{n,k+1} = T_{n,k} + \frac{2a\Delta t}{(\Delta x)^2} \left(\frac{T_{n+1,k} + T_{n-1,k}}{2} - T_{n,k} \right). \quad (8.3)$$

Если подобрать величины Δx и Δt так, чтобы удовлетворялось условие

$$\frac{2a\Delta t}{(\Delta x)^2} = 1, \quad (д)$$

то выражение (8.3) значительно упростится

$$T_{n,k+1} = \frac{T_{n+1,k} + T_{n-1,k}}{2}. \quad (8.4)$$

Температура слоя n в последующий промежуток времени $k+1$ есть средняя арифметическая температур двух соседних слоев $n+1$ и $n-1$ в предыдущий промежуток времени k (см. построение на фиг. 22).

Обычно при выборе величины Δx и Δt задают толщину слоя Δx , а продолжительность промежутка времени Δt вычисляют из условия (д)

$$\Delta t = \frac{(\Delta x)^2}{2a}.$$

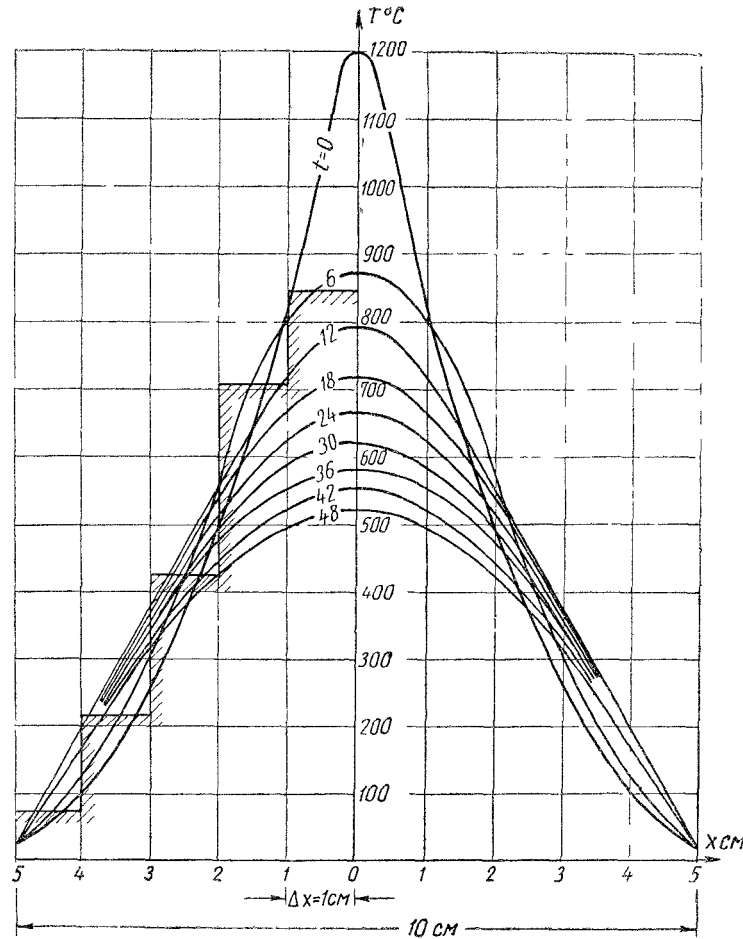
Граничные условия при расчете по методу конечных разностей задают, как обычно, в форме условий 1-го, 2-го или 3-го рода, причем граничная температура в условии 1-го рода, граничный градиент в условии 2-го рода, а также температура окружающей среды и коэффициент теплоотдачи в условии 3-го рода могут изменяться со временем.

Пример 1. На контактной машине сварены встык два круглых стержня. Распределение температуры по длине сваренного стержня в момент окончания сварки задано графиком (фиг. 23). Длина выступающих концов равна 5 см. Требуется рассчитать процесс охлаждения.

Граничные условия теплообмена:

1) температура концов стержней, зажатых в губки стыковой машины, принимается постоянной вследствие водяного охлаждения медных губок, $T = 20^\circ$;

2) в стыке нет теплообмена, так как потоки тепла по обе стороны от стыка одинаковы, температуры симметрично расположенных относительно стыка точек в течение всего процесса охлаждения равны между собой (средний градиент температуры в сечении стыка равен нулю).



Фиг. 23. Процесс охлаждения стержня, сваренного встык, рассчитанный численным методом, кривая $t=0$ выражает начальное распределение температуры по длине стержня в момент окончания сварки

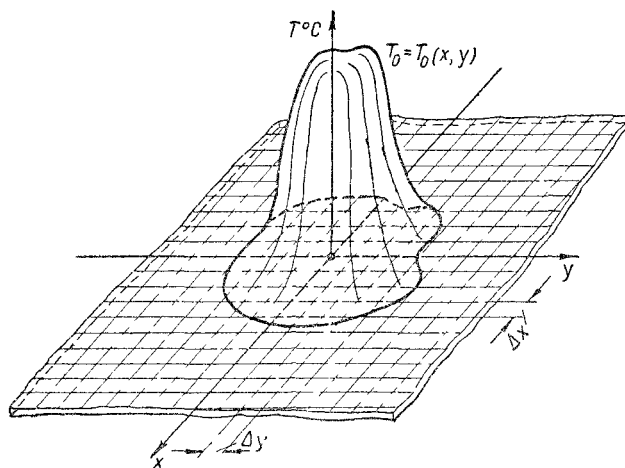
Так как процесс протекает симметрично для обеих частей сваренного стержня рассматриваем только одну половину стержня. Делим ее на 5 частей, тогда $\Delta x = 1 \text{ см}$, а $\Delta t = \frac{(\Delta x)^2}{2a} = \frac{1}{2 \cdot 0,08} = 6 \text{ сек}$; коэффициент температуропроводности принимаем для среднеуглеродистой стали $a = 0,08 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Положим, что целью расчета процесса охлаждения является определение скорости охлаждения металла стержня в промежутке от 600 до 500°, так как данная сталь обладает склонностью к закалке. Это условие ограничивает проме-

женок расчета во времени. Температуру каждого слоя стержня для нескольких последующих моментов времени (6, 12, 18, 24, 30 сек) определяем по уравнению (8.4) и наносим кривые распределения температуры по длине стержня (фиг. 23). Построение можно также вести графически, пользуясь соотношением (8.4). Скорость охлаждения стыка стержня в интересующем нас промежутке, например, для моментов времени 36 и 48 сек. составит

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{582 - 522}{12} = 5^\circ\text{C/сек.}$$

В процессе распространения тепла слои стержня, находящиеся под выпуклой частью мгновенной кривой распределения температуры, охлаждаются, а под вогнутой частью кривой нагреваются. Слой стержня, находящийся в данный момент времени под точкой перегиба кривой распределения, не изменяет температуры. Это объясняется одинаковым в данный момент притоком тепла слева и оттоком вправо от этого слоя (градиенты температуры справа и слева от точки перегиба



Фиг. 24. Разбивка площади листа на участки со сторонами Δx и Δy (к численному решению дифференциального уравнения теплопроводности при плоском процессе распространения тепла).

равны между собой). При сравнении же кривых распределения температуры в различные моменты времени видно, что через каждый конечный промежуток времени этот слой с постоянной температурой (или точка перегиба кривой распределения) перемещается вправо, т. е. в сторону распространения тепла. Слои стержня, зажатые в губки стыковой машины, имеют постоянную температуру в течение всего процесса охлаждения.

Мы рассмотрели пример расчета процесса выравнивания заданного начального распределения температуры. Для расчета процессов нагрева внешними или внутренними источниками также применяют численный метод.

Плоский процесс распространения тепла. Искомое уравнение процесса в конечной форме выражается в виде $T = T(x, y, t)$. Температура каждой точки листа зависит от координат x и y и времени t . Дифференциальное уравнение теплопроводности в этом случае принимает вид (3.3).

Начальное распределение температуры в листе задано функцией $T_0 = T_0(x, y)$, где T_0 — температура в начальный момент времени t . Обменом тепла боковой поверхности листа, а также его торцов с окружающей средой пренебрегаем. Разделив площадь листа на клетки со сторонами Δx и Δy , а время процесса выравнивания тепла — на промежутки Δt , обозначим порядковые номера клеток по оси x через n , а по оси y — через m . Для упрощения решения принимаем элементы длины клеток равными друг другу, т. е. $\Delta x = \Delta y$ (фиг. 24).

По аналогии с линейным процессом заменим дифференциальные соотношения разностными:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T_{n,m,k+1} - T_{n,m,k}}{\Delta t}; \quad (e)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \approx \frac{2}{(\Delta x)^2} \cdot \left(\frac{T_{n+1,m,k} + T_{n-1,m,k}}{2} - T_{n,m,k} \right); \quad (ж)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \approx \frac{2}{(\Delta y)^2} \cdot \left(\frac{T_{n,m+1,k} + T_{n,m-1,k}}{2} - T_{n,m,k} \right). \quad (з)$$

Уравнение теплопроводности (3.3), описывающее плоский процесс распространения тепла и выраженное в конечных разностях, примет при $\Delta x = \Delta y$ вид

$$\begin{aligned} & \frac{T_{n,m,k+1} - T_{n,m,k}}{\Delta t} = \\ & = \frac{2a}{(\Delta x)^2} \left[\frac{1}{2}(T_{n+1,m,k} + T_{n-1,m,k} + T_{n,m+1,k} + T_{n,m-1,k}) - 2T_{n,m,k} \right], \end{aligned} \quad (8.6)$$

откуда

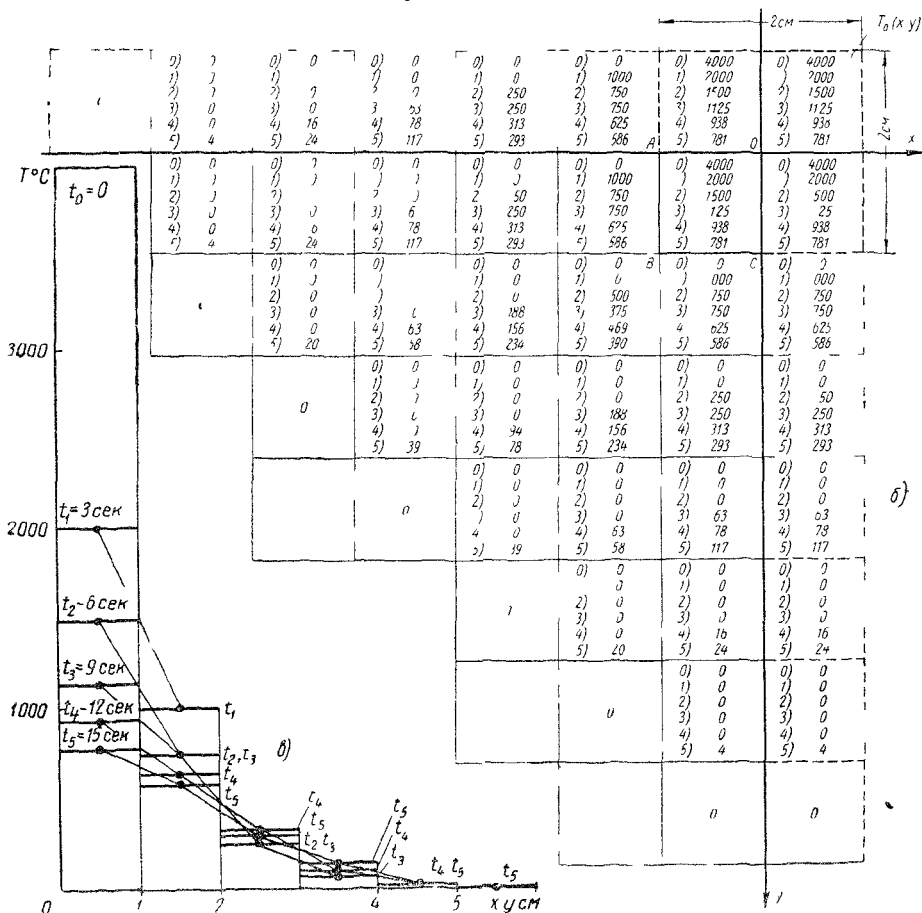
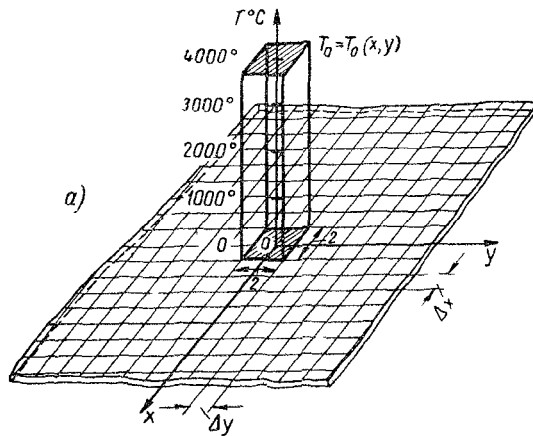
$$\begin{aligned} & T_{n,m,k+1} = T_{n,m,k} + \\ & + \frac{4a\Delta t}{(\Delta x)^2} \left[\frac{1}{4}(T_{n+1,m,k} + T_{n-1,m,k} + T_{n,m+1,k} + T_{n,m-1,k}) - T_{n,m,k} \right]. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Полагая сомножитель $\frac{4a\Delta t}{(\Delta x)^2} = 1$, получим

$$T_{n,m,k+1} = \frac{T_{n+1,m,k} + T_{n-1,m,k} + T_{n,m+1,k} + T_{n,m-1,k}}{4}. \quad (8.8)$$

При соответствующем выборе конечных приращений Δx , Δy и Δt температура клетки nm в последующий промежуток времени $k+1$ есть средняя арифметическая температур четырех смежных клеток листа в предыдущий промежуток времени k .

Пример 2. В листе задано следующее начальное распределение температуры $T_0 = T_0(x, y)$: условно примем, что прямоугольник 2×2 см нагрет равномерно до 4000° , окружающий металл находится при нулевой температуре (фиг. 25, а). Предполагаем, что теплообмен листа с окружающей средой как на его торцах, так и по всей его боковой поверхности отсутствует. Требуется рассчитать процесс охлаждения.



Фиг 25. Процесс охлаждения тонкого листа (численное решение)
 а — начальное распределение температуры, б — результаты расчета температур участков для первых пяти моментов времени ($\Delta t = 3 \text{ сек}$), в — распределение температуры участков для первых пяти моментов времени.

Так как процесс распространения тепла протекает симметрично относительно осей OX и OY нагретой прямоугольной области начального распределения температуры, то для удобства рассматриваем один квадрант $OABC$ нагретой области (фиг. 25, б). Выбираем величину $\Delta x = \Delta y = 1$ см, тогда $\Delta t = \frac{(\Delta x)^2}{4a} =$

$= \frac{1}{4 \cdot 0,08} = 3$ сек. и разбиваем центральную часть листа на некоторое число квадратов. Коэффициент температуропроводности принимаем для среднеуглеродистой стали $a = 0,08$ см²/сек. Температуру каждого квадрата определяем последовательно по уравнению (8.8), например, для первых пяти моментов времени, и заносим ее значения в соответствующие квадраты.

При подсчете температуры квадратов, граничащих с осями симметрии OX и OY , температуру соседних квадратов за осью симметрии на основании отражения температуры в адиабатической границе (§ 7) принимаем равной температуре рассматриваемого квадрата. Рассчитанный таким способом плоский процесс распространения тепла в листе характеризуется быстрым выравниванием температуры (фиг. 25, б и в).

ГЛАВА II

РАСЧЕТЫ НАГРЕВА МЕТАЛЛА СВАРОЧНОЙ ДУГОЙ

§ 9. СВАРОЧНАЯ ДУГА КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА

При сварке плавлением источник тепла должен быстро нагреть свариваемые кромки металла до температуры плавления. Вследствие высокой теплопроводности металла тепло от источника интенсивно отводится в холодную массу металла. Чтобы быстро нагреть свариваемые кромки до требуемой температуры, необходимо сосредоточить в ограниченном объеме или на ограниченном участке поверхности металла значительное количество тепла. Поэтому источники тепла, применяемые для сварки, характеризуются высокой концентрацией выделяемого тепла.

Сварочная дуга. Электрическая дуга, открытая в 1802 г. русским физиком Б. В. Петровым, есть устойчивый электрический разряд между твердыми или жидкими электродами в газе при высокой плотности тока. Превращая электрическую энергию в тепловую, дуга Петрова сосредоточивает тепло в небольшом объеме и развивает весьма высокую температуру. Газ в столбе сварочной дуги нагрет на оси столба до 5000—6000°.

Пятна дуги — анодное на положительном электроде и катодное на отрицательном, т. е. участки поверхности электродов, через которые проходит электрический ток, обычно нагреваются до температуры, приближающейся к температуре испарения материала электрода: пятна на угольном электроде до 3000—4000°, на железном — до 2100—2300°.

Если U — падение напряжения на дуге в v ; I — ток в a , тогда UI есть электрическая мощность дуги в $вт$ (так как дуга представляет практически безиндукционную нагрузку). При стационарной дуге напряжение и ток колеблются около средних значений, поэтому мощность UI , потребляемую дугой из сети, легко определить по измерительным приборам. Электрическая энергия, потребляемая дугой, в основном превращается в тепловую. Тепловой эквивалент электрической мощности дуги равен $0,24 UI$ $кал/сек$, где 0,24 (точнее 0,239) $кал/вт сек$, есть коэффициент перевода из электротехнических единиц в тепловые.

В дуге в промежутке могут происходить химические реакции как с поглощением, так и с выделением тепла, изменяющие тепловой баланс дуги. Эти реакции мало изучены, поэтому тепловую мощность дуги условно считают равной тепловому эквиваленту $0,24 UI$ ее электрической мощности.

Падение напряжения на дуге U распределено неравномерно по длине дугового промежутка. У катодного и анодного пятен наблюдаются значительные местные падения напряжения U_k и U_a (фиг. 26). По длине столба напряжение U_c падает равномерно. Развиваемое дугой на данном участке тепло пропорционально местному падению напряжения. Поэтому значительная часть выделяемого дугой тепла сосредоточена у пятен.

Не все выделяемое дугой тепло используется при сварке для нагрева изделия. Часть тепла затрачивается на нагрев нерасплавляющейся части электрода и теряется в окружающее пространство за счет конвекции и излучения. Между столбом дуги и ее пятнами и на электроде и на изделии, имеющими различную температуру, происходит теплообмен.

Эффективная мощность. Эффективная тепловая мощность q_u процесса нагрева изделия сварочной дугой есть количество тепла, введенное за единицу времени в металл изделия

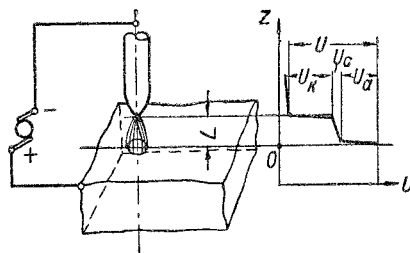
$$q_u = \eta_u \cdot 0,24UI. \quad (9.1)$$

Здесь η_u — эффективный к. п. д. процесса нагрева изделия дугой, представляющий отношение количества тепла, введенного дугой в металл, к тепловому эквиваленту электрической мощности дуги. Этот коэффициент характеризует эффективность процессов выделения тепла и теплообмена в дуговом промежутке по отношению к нагреву металла изделия и зависит в основном от технологических условий сварки (фиг. 27).

Коэффициент η_u определяли, сравнивая повышение теплосодержания свариваемого металла, измеренное в водяном калориметре, с расходом электроэнергии в цепи сварочного тока. При сварке открытой дугой плавящимися электродами коэффициент η_u изменяется от 70 до 85 %, при сварке под флюсом — от 80 до 95 %, а при сварке угольными электродами — от 50 до 70 %. Этот коэффициент понижается с увеличением длины дуги (фиг. 28) и повышается с углублением дуги в ванну. Более высокие значения η_u при сварке плавящимся электродом объясняются тем, что часть тепла, расплавляющего электрод, переходит вместе с каплями присадочного металла в ванну на изделии и способствует нагреву основного металла (фиг. 27, б и в).

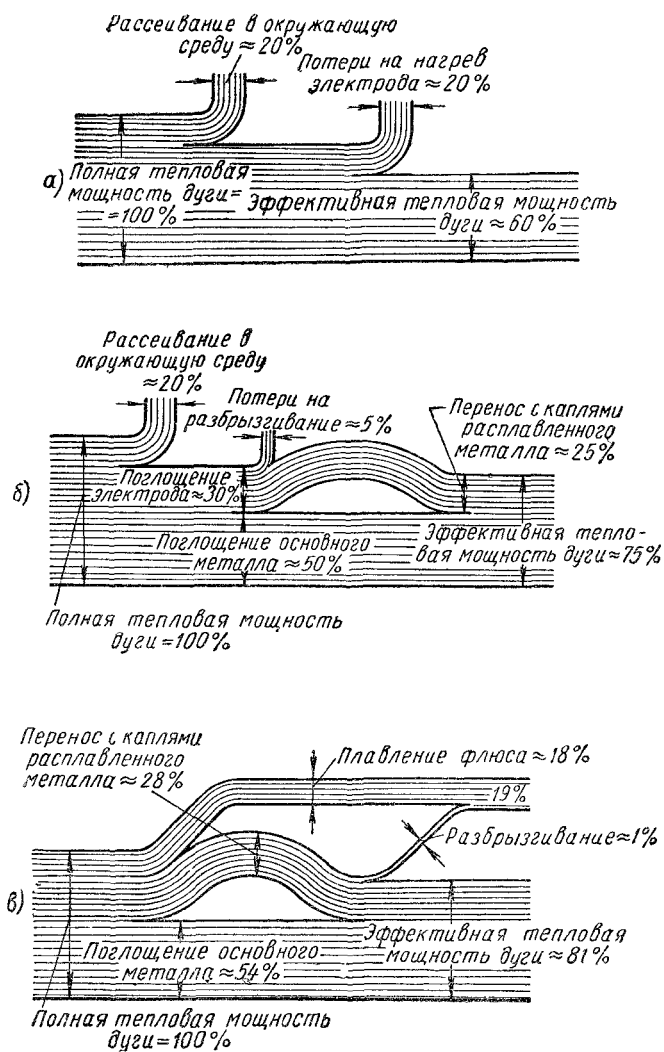
При плавящихся электродах η_u мало изменяется с родом, полярностью и величиной сварочного тока, но понижается при значительном возрастании плотности тока в электродах.

Плотность тока j неравномерно распределена по электрически активному пятну дуги — анодному или катодному: в средней части пятна плотность тока вероятно наиболее значительна и убывает до нуля на границе активного пятна диаметром d_s (фиг. 29).



Фиг. 26. Падение напряжения U по оси OZ сварочной дуги (постоянный ток, прямая полярность).

Ввиду отсутствия надежных данных о распределении плотности тока по площади электрически активного пятна считают прибли-



Фиг. 27. Примерный тепловой баланс сварочной дуги:
 а — угольная дуга опыты (И. Д. Кулагина, $I = 1030$ а, $U = 40$ в); б — открытая металлическая дуга (опыты артера, $I = 150-250$ а, $U = 20-25$ в);
 в — металлическая дуга под флюсом (опыты И. В. Кирдо; $I = 1000$ а; $U = 36$ в; $v = 24$ м/час).

женно, что ток сварочной дуги I а распределение равномерно по площади пятна диаметром d_s см, тогда средняя плотность тока составит

$$j_{cp} = \frac{I}{\pi/4 \cdot d_s^2} \text{ а/см}^2.$$

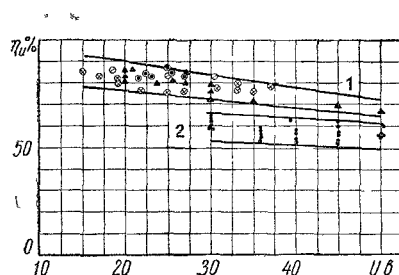
Пример. Пусть дуга горит на постоянном токе при прямой полярности при напряжении 20 в и токе 100 а; изделие и электрод — железные; определим эффективную мощность и диаметр электрически активного пятна на изделии

Тепловой эквивалент электрической мощности дуги:

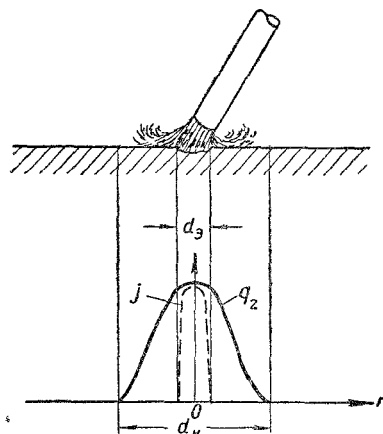
$$0,24UI = 0,24 \cdot 20 \cdot 100 = 480 \text{ кал/сек.}$$

Эффективная тепловая мощность нагрева изделия дугой при $\eta_n = 0,75$ составляет

$$q = 0,75 \cdot 480 = 360 \text{ кал/сек.}$$



Фиг. 28. Эффективный к. п. д. η_n процесса нагрева изделия дугой в зависимости от напряжения дуги U : 1 — открытая металлическая дуга, $I = 130$ — 330 а (опыты А. С. Кувальцового), 2 — угольная дуга; $I = 800$ — 1200 а (опыты И. Д. Кулагина).



Фиг. 29. Схема распределения плотности тока j по активному пятну диаметром d_3 и удельного теплового потока q_2 по пятну нагрева диаметром d_n .

Для определения площади активного дугового пятна необходимо знать плотность тока j ; пусть в анодном пятне $j_a = 1000 \text{ а/см}^2$ (А. А. Алов), тогда площадь пятна

$$F_a = \frac{I}{j_a} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ см}^2,$$

а его диаметр $d_3 = 3,6 \text{ мм}$.

Распределение удельного теплового потока дуги. Тепло сварочной дуги вводится в металл на некотором участке его поверхности диаметром d_n , называемом пятном нагрева (фиг. 29).

Удельный тепловой поток дуги $q_2 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$ наиболее значителен в пределах площади электрически активного пятна. Дуга развивает тепло в активном пятне за счет непосредственного превращения энергии электрически заряженных бомбардирующих частиц в тепловую энергию поверхностного слоя материала электрода. Кольцевая зона пятна нагрева, лежащая вне активного пятна, нагревается конвективным теплообменом с пламенем дуги, а также лучистым теплообменом столбом дуги и с пятном на электроде. Поэтому удельный тепловой поток $q_2(r)$ убывает с удалением от центра пятна медленнее, чем плотность электрического тока, а диаметр d_n пятна нагрева больше диаметра d_3 активного пятна дуги (фиг. 29).

Распределение удельного теплового потока q_2 поверхностной (т. е. не углубляющейся значительно в ванну расплавленного металла) сварочной дуги по радиусу r пятна нагрева можно приближенно описать нормальным законом распределения вероятности

$$q_2(r) = q_{2m} e^{-kr^2}; \quad (9.2)$$

здесь $q_{2m} = \frac{k}{\pi} q$ — наибольший тепловой поток в центре пятна нагрева в $\text{кал/см}^2 \text{сек}$ — см. ниже выражение (21.4);

q — эффективная мощность сварочной дуги в кал/сек ;
 k — коэффициент сосредоточенности теплового потока дуги в $1/\text{см}^2$.

Источник с распределением теплового потока (9.2) называется нормально-круговым. Более подробные данные о характеристиках q_{2m} и k приведены в § 21. Чем выше k , тем быстрее убывает удельный тепловой поток дуги с удалением от центра источника и тем меньше диаметр d_n пятна нагрева, т. е. расстояние, на котором удельный тепловой поток еще практически заметен.

Условным радиусом пятна нагрева будем считать расстояние r_n , на котором удельный тепловой поток $q_2(r_n)$ равен 0,05 от наибольшего удельного теплового потока q_{2m} в центре пятна. Очевидно, что

$$q_2(r_n) = q_{2m} e^{-kr_n^2} = 0,05 q_{2m}; \quad e^{-kr_n^2} = 0,05;$$

$$kr_n^2 = 3,0.$$

Отсюда следует, что условный диаметр пятна нагрева

$$d_n = 2 \sqrt{\frac{3,0}{k}} = \frac{3,46}{\sqrt{k}} \quad (9.3)$$

обратно пропорционален корню квадратному из коэффициента сосредоточенности k .

Некоторые предварительные данные о распределении удельного теплового потока поверхностной сварочной дуги получены из опытов И. Д. Кулагина. В этих опытах дугу перемещали по поверхности тонкого стального листа (толщиной около 1 мм) с весьма большой скоростью. Распределение удельного теплового потока дуги оценивали по распределению температур, измеренных термопарами в поперечном сечении листа при прохождении пятна дуги. Данные опытов обрабатывали по схеме нормально-кругового источника (9.2) — табл. 1.

Эти немногочисленные данные о распределении удельного теплового потока дуги позволяют все же установить влияние основных параметров режима, а также количественно сравнить характеристики дуги с характеристиками пламени (§ 20). С увеличением тока уве-

личивается наибольший удельный тепловой поток q_{2m} в центре источника; коэффициент ссредоточенности k уменьшается, т. е. тепло источника распределяется по пятну большего диаметра d_n (фиг. 30, а). С повышением напряжения дуги наибольший удельный тепловой поток и коэффициент ссредоточенности уменьшаются, т. е. тепло источника распределяется по пятну большей площади.

Таблица 1

Тепловые характеристики поверхностной сварочной дуги

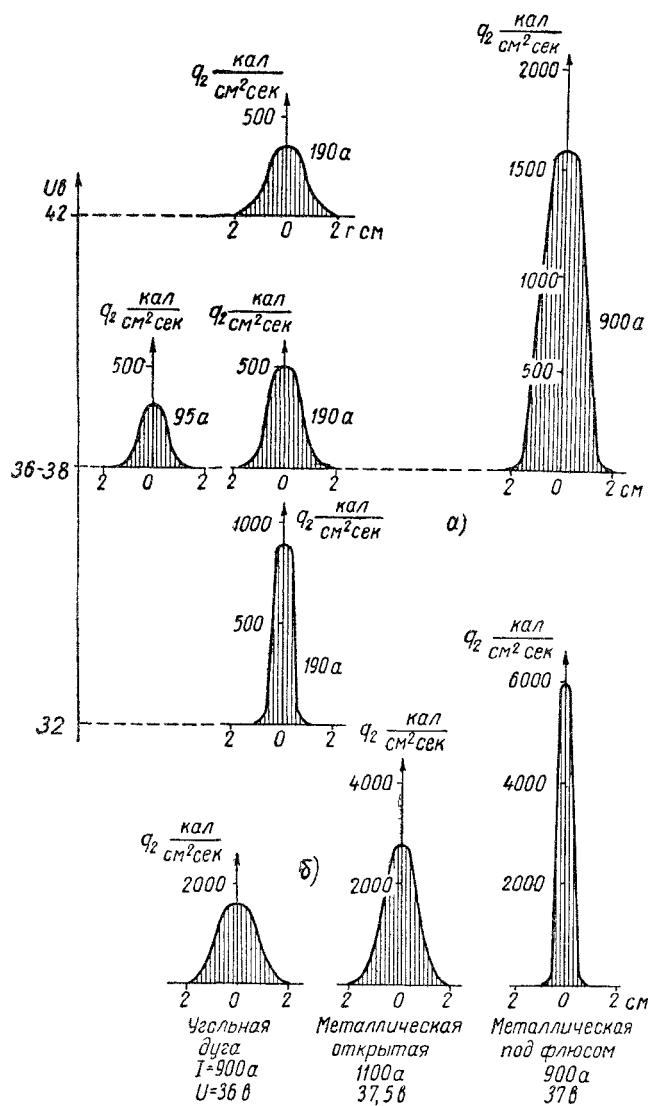
Дуга	Режим				Эффективная тепловая мощность, q ккал/сек	Коэффициент ссредоточенности k 1 см ²	Постоянная времени при нагреве стали t_0 сек	Условный диаметр пятна нагрева d_n мм	Наибольший удельный тепловой поток q_{2m} ккал/см ² /сек
	Ток I а	Напряжение дуги U в	Диаметр электрода мм	Скорость передвижения v см/сек					
Металлическая под флюсом (переменный ток)	900	37,5	5	31,7	6580	6,0	0,6	14	5800
	550*	37,5	4	12,1	2370	1,32	2,6	30	1000
Металлическая открытая (переменный ток)	1100	37,5	5	21,4	6900	1,26	2,8	31	2800
Угольная открытая (постоянный ток прямой полярности)	95	37	—	4,3	500	1,9	1,8	25	310
	190	32	—	4,3	790	3,5	1,0	19	880
	190	38	—	4,3	1040	1,5	2,4	27	490
	190	42	—	4,3	1070	1,0	3,5	35	340
	900	36	—	18,7	4320	1,1	3,1	33	1600

* Весьма значительная плотность тока в электроде и повышенное напряжение при открытой дуге были приняты для сопоставления с дугой под флюсом

При практически одинаковых параметрах режима — токе и напряжении дуги — коэффициенты ссредоточенности теплового потока открытых дуг — угольной и металлической — мало различаются между собой, а наибольший удельный тепловой поток у металлической дуги выше, чем у угольной (фиг. 30, б). Металлическая дуга под флюсом отличается значительно более высокими значениями коэффициента ссредоточенности и наибольшего удельного теплового потока, повидимому, вследствие ограничения флюсом пятна нагрева на металле.

Характеристики распределения теплового потока поверхностной сварочной дуги под флюсом, приведенные в табл. 1, обусловлены теплом, которое вводится в основной металл непосредственно пятном

дуги на изделия, а также теплом, введенным в результате теплообмена поверхности изделия со столбом дуги и пятном дуги на электроде и не учитывают тепла, вводимого в изделие каплями элект-



Фиг. 30. Распределение удельного теплового потока q_2 быстродвижущейся сварочной дуги по радиусу r пятна нагрева (опыты И. Д. Кулагина):
 а — угольная дуга, влияние тока I и напряжения дуги U , б — угольная дуга, металлическая открытая и металлическая под флюсом при $I=900-1100 \text{ а}$, $U=36-37,5 \text{ в}$.

тродного металла и расплавленным флюсом. Для приведенного в табл. 1 режима характеристики распределения теплового потока дуги под флюсом обусловлены теплом дуги, равным 3060 кал/сек ,

§ 10. РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ НАГРЕВА МЕТАЛЛА ДУГОЙ

Типы процессов распространения тепла в металле, нагреваемом сварочной дугой, весьма разнообразны. На эти процессы влияют следующие основные факторы: а) размеры и форма свариваемых изделий, теплофизические свойства их металла и условия их теплообмена с окружающими предметами; б) эффективная тепловая мощность сварочной дуги, распределение ее теплового потока по поверхности металла и характер ее перемещения по изделию.

Расчет процесса распространения тепла в металле при сварке должен установить основные закономерности этого процесса и выявить влияние перечисленных выше основных факторов. Для расчета процесса нагрева и охлаждения металла изделия при дуговой сварке необходимо выбрать подходящую расчетную схему, выделяющую основные особенности рассматриваемого процесса и пренебрегающую второстепенными. Рациональный выбор расчетной схемы не только упрощает расчет, но и позволяет более четко выявить влияние основных параметров процесса. Учет второстепенных особенностей в расчетной схеме процесса часто настолько осложняет решения, что их практическое применение становится неэффективным. С другой стороны пренебрежение основными особенностями в расчетной схеме процесса может привести к ненадежным результатам расчета, удаленным от действительно наблюдаемой картины. Поэтому целесообразный выбор расчетной схемы, удачно описывающей основные особенности рассматриваемого процесса, весьма важен для получения надежных и эффективных решений.

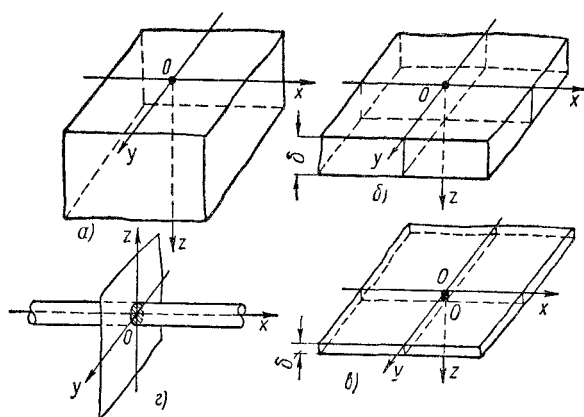
Схемы нагреваемого тела. В зависимости от формы и размеров изделия и от длительности процесса распространения тепла выбирают одну из следующих основных схем.

а. Полубесконечное тело, занимающее область $z \geq 0$, с плоской нагреваемой поверхностью $z=0$; этой схеме соответствует массивное тело, размеры которого значительно развиты в трех пространственных направлениях OX , OY и OZ (фиг. 31, а). Поток тепла в этом случае — пространственный. Ошибка от пренебрежения ограниченностью размеров области распространения тепла тем меньше, чем больше размеры тела, чем короче расчетная продолжительность процесса распространения тепла (т. е. суммарная длительность нагрева и охлаждения), чем ближе к источнику тепла зона расчетных температур, и чем ниже коэффициент температуропроводности металла.

б. Плоский слой, занимающий область $0 \leq z \leq \delta$, т. е. тело, ограниченное параллельными плоскостями $z=0$ и $z=\delta$; этой схеме соответствует лист средней толщины и достаточно больших размеров по длине и ширине (фиг. 31, б). Схему плоского слоя, нагреваемого с поверхности, применяют в тех случаях, когда толщина листа не настолько велика, чтобы можно было пренебречь ограниченностью распространения тепла в глубь тела, и не настолько мала, чтобы можно было считать температуру распределен-

ной равномерно по толщине листа. Поток тепла — пространственный, как и в случае а

в. Пластина, т. е. плоский слой малой толщины δ , неограниченно простирающийся в направлениях Ox и Oy (фиг. 31, в). Температура предполагается полностью выравненной по толщине пластины, т. е. поток тепла в пластине — плоский. Этой схеме соответствует лист настолько тонкий, что температуру можно считать распределенной равномерно по толщине листа. Ошибка от такого предположения тем меньше, чем меньше толщина листа, чем больше продолжительность процесса, чем больше коэффициент



Фиг. 31. Расчетные схемы теплопроводящего тела и источника тепла при нагреве дугой

а — точечный источник O на поверхности полубесконечного тела, б — точечный источник O на поверхности плоского слоя, в — линейный источник $O-O'$ в пластине, г — плоский источник O в стержне.

схеме соответствует процесс распространения тепла в стержне на достаточном расстоянии от источника тепла, там где температура успела выравняться по поперечному сечению. Ошибка от замены реального стержня с трехмерным тепловым потоком схемой стержня с выравненной температурой по сечению тем меньше, чем меньше поперечные размеры стержня, чем больше длительность процесса и коэффициент температуропроводности металла и чем меньше коэффициент поверхностной теплоотдачи.

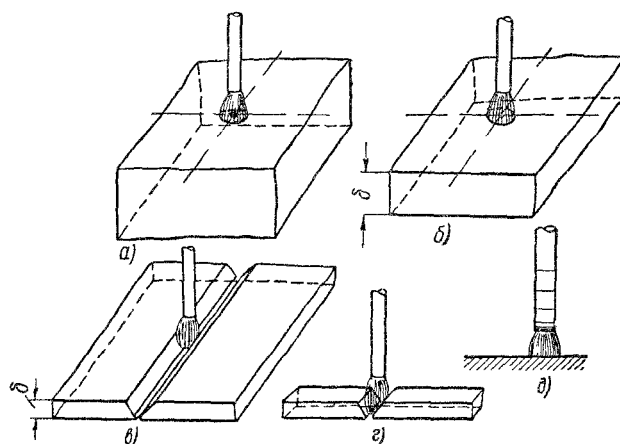
Принцип местного влияния источников тепла устанавливает, что температурное поле зависит существенным образом от характера распределения источника тепла лишь на расстояниях одного порядка с размерами области, занятой источником. В области, удаленной от источника, температурное поле практически не изменяется, если заменить распределенный источник тепла приложенным в центре его тяжести сосредоточенным источником равной мощности. Вблизи дуги температурное поле в изделии любой формы и размеров является пространственным и определяется характером распределения тепла дуги. Размеры области пространственного рас-

температуры проводности металла, чем дальше от источника зона расчетных температур и чем меньше коэффициент поверхностной теплоотдачи

г. Стержень, т. е. тело с прямой осью или с осью малой кривизны и с поперечным сечением F малых размеров (фиг. 31, г). Температура предполагается полностью выравненной по поперечному сечению стержня, т. е. тепловой поток в стержне — линейный. Этой

деления имеют один порядок с размерами дугового пятна в массивных изделиях, а также с толщиной листа или с размерами поперечного сечения стержня или полосы. Вдали от дуги температурные поля определяются формой изделия, т. е. в массивных изделиях являются пространственными, в листах — плоскими, а в полосах или стержнях — линейными и не зависят от характера распределения тепла источника.

Схемы источника тепла. Тепловой поток поверхностной сварочной дуги можно приближенно считать распределенным нормально по площади пятна нагрева (§ 9). О распределении теплового потока



Фиг. 32 Некоторые типы нагрева дугой при сварке:

a — дуга на поверхности массивного изделия, *б* — дуга на поверхности толстого листа, *в* — дуга в разделке стыка листов, *г* — дуга в разделке стыка стержней, *д* — дуга на торце электрода.

дуги, углубленной в ванну расплавленного металла, прямых опытных данных нет.

В соответствии с принципом местного влияния процесс распространения тепла дуги в области, не слишком близкой к пятну дуги, рассчитывают, предполагая источник тепла сосредоточенным. Схему источника выбирают подобно со схемой теплопроводящего тела. При наплавке валика на поверхность массивного изделия (или толстого листа) (фиг. 32, *a, б*) источник считается сосредоточенным в точке *O* — центре дугового пятна нагрева (фиг. 31, *a, б*). При сварке листов встык (фиг. 32, *в*) целесообразно считать, что тепло дуги приложено к линейному элементу *OO'* (фиг. 31, *в*), а при сварке встык стержней (фиг. 32, *г*) или при нагреве торца электрода (фиг. 32, *д*) — к плоскому элементу *O* (фиг. 31, *г*).

Такая схематизация источника не позволяет рассчитывать процесс распространения тепла в области, непосредственно прилегающей к дуге в начальном периоде процесса, т. е. непосредственно после введения тепла дуги. Для этого нужно более точно учитывать характер распределения тепла источника, например, по схемам нормального распределения — см. главу III.

Длительность действия источника тепла. При расчете процессов нагрева металла дугой принимают в зависимости от длительности действия дуги одну из следующих схем.

а) **Мгновенный источник тепла.** Эта схема описывает процесс распространения тепла после кратковременного действия дуги, причем тем точнее, чем меньше отношение $\frac{\Delta t}{t}$ длительности Δt действия дуги к продолжительности t процесса распространения тепла.

б) **Непрерывно действующий источник тепла.** Эта схема описывает процессы нагрева и последующего охлаждения при длительном действии дуги на металл. Мощность источника за время действия дуги принимают при расчетах постоянной, что хорошо соответствует характеру наблюдаемых явлений.

Перемещение источника тепла. Непрерывно действующая дуга может оставаться неподвижной или перемещаться с той или иной скоростью. При расчетах применяют следующие схемы.

а) **Неподвижный источник тепла;** для расчета процессов нагрева дугой применяется редко.

б) **Подвижный источник тепла;** при расчетах предполагают, что источник тепла (точечный, линейный или плоский) перемещается прямолинейно и равномерно, т. е. с постоянной скоростью. Такая схема описывает процессы распространения тепла при сварке прямолинейных швов или при наплавке прямолинейных валиков. Предположение о постоянстве скорости перемещения дуги хорошо оправдывается при автоматической сварке и во многих случаях ручной сварки.

в) **Быстродвижущийся источник тепла;** предполагают, что подвижный источник перемещается по металлу с большой скоростью. Принятие этой схемы значительно упрощает расчет. Ошибка от принятия источника быстродвижущимся тем меньше, чем больше скорость перемещения и чем ближе расположены рассчитываемые точки к пути его перемещения. При автоматической дуговой сварке расчет по этой схеме обычно дает хорошие результаты. При ручной сварке по этой схеме можно с удовлетворительной точностью рассчитывать процесс охлаждения шва и околошовной зоны.

Расчетные схемы, содержащие различные комбинации перечисленных расчетных предположений, дают возможность рассчитывать процессы распространения тепла при некоторых практически интересных типичных процессах дуговой сварки и наплавки (табл. 2). Расчет некоторых более сложных схем нагрева металла дугой описывается в специальной литературе.

§ 11. ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА МГНОВЕННЫХ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Процессы охлаждения металла после кратковременного воздействия сварочной дуги можно описать следующей весьма простой приближенной схемой. Будем считать, что тепло Q кал, выделенное

Таблица 2

Расчетные схемы процессов распространения тепла при дуговой сварке

Действие дуги	Процесс	Форма изделия (фиг. 2)	Схема источника и нагреваемого тела (фиг. 31)	Рассчитываемая стадия процесса
Длительное; дуга перемещается практически прямолинейно и равномерно	1 Наплавка валика на поверхность	Массивное тело	Точечный подвижный источник на поверхности полубесконечного тела	Нагрев и охлаждение
	2 То же	Толстый лист	Точечный подвижный источник на поверхности плоского слоя	То же
	3 Сварка стыковых швов за один проход	Тонкий лист	Линейный подвижный источник в пластине с теплоотдачей	»
Кратковременное, дуга практически неподвижна	4 Заварка небольших поверхностных дефектов	а—массивное тело б—толстый лист	а — точечный мгновенный источник на поверхности полубесконечного тела, б — то же на поверхности плоского слоя	Охлаждение
	5 Прихватка стыков	в — тонкие листы	в — линейный мгновенный источник в пластине с теплоотдачей	То же
	6 То же	г—тонкие стержни	г — плоский мгновенный источник в стержне с теплоотдачей	»
7. Кратковременное горение дуги	д — электродный стержень	—	—	—

дугой за небольшой промежуток времени t_0 , приложено мгновенно, например, в момент, соответствующий середине промежутка t_0 . Далее, предположим, что тепло дуги, в действительности распределенное по площади пятна нагрева, сосредоточено в центре этого пятна. Таким образом, в расчетной схеме источник тепла принимаем мгновенным сосредоточенным.

Эти упрощения значительно искажают действительный ход процесса нагрева и начального периода процесса охлаждения в области металла, близкой к пятну нагрева. По мере распространения тепла расчетный процесс охлаждения по схеме сосредоточенного мгновенного источника приближается к действительному процессу охлаждения после кратковременного нагрева местным распределенным источником тепла (сварочной дугой).

Характер распространения тепла, введенного мгновенным сосредоточенным источником, зависит от размеров и формы тела, а также от его теплофизических свойств. Процесс распространения тепла мгновенного сосредоточенного источника является местным и протекает в ограниченном объеме металла. На некотором расстоянии от источника температура в процессе распространения тепла изменяется уже настолько незначительно, что этими изменениями можно пренебречь и считать область, где сказывается влияние сосредоточенного источника, практически ограниченной. Это позволяет значительно упростить расчетные схемы процесса, считая тела, в которых распространяется тепло, неограниченными.

Распространение тепла мгновенного точечного источника. Точечный источник O приложен к полубесконечному телу непосредственно у его поверхности XOY . Выберем точку O за начало координат, ось OX и OY расположим в ограничивающей плоскости, ось OZ направим в глубь тела (фиг. 31, *a*). В точку O в начальный момент введено количество тепла Q кал. Температуру тела в начальный момент считаем равной нулю. Граница тела XOY не пропускает тепла, т. е. при $z=0$ градиент $\frac{\partial T}{\partial z}=0$. Как следует из § 7, процесс распространения тепла источника Q , приложенного у непронускающей тепла граничной плоскости полубесконечного тела, эквивалентен процессу распространения тепла $2Q$ в бесконечном теле, так как дополнительный отраженный источник совпадает с действительным источником.

Уравнение пространственного процесса выравнивания тепла, введенного в точку O на поверхности полубесконечного тела, получим из соответствующего уравнения (5.1) для бесконечного тела, но с источником $2Q$.

$$T(R, t) = \frac{2Q}{c\gamma(4\pi at)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4at}\right)^* \quad (11.1)$$

Уравнение (11.1) дает температуру в зависимости от времени и пространственных координат точки $A(x, y, z)$, входящих в формулу

* Здесь знаком $\exp(u)$ обозначена показательная (экспоненциальная) функция $\exp(u) = e^u$.

в виде радиуса-вектора $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Все точки на полусфере с постоянным радиусом R имеют в данный момент одинаковую температуру, т. е. температурное поле этого процесса симметрично относительно точки O . Изотермическими поверхностями являются полусферы с центром O .

В начале координат $O(0, 0, 0)$ радиус-вектор R равен нулю, поэтому второй сомножитель в уравнении (11.1) при любом t становится равным единице.

Температура точки $(0, 0, 0)$ в любой момент t выражается первым сомножителем уравнения (11.1); так как величины Q , $c\gamma$ и a постоянны, температура в начале координат обратно пропорциональна времени t в степени $3/2$

$$T(0, 0, 0, t) = \frac{2Q}{c\gamma(4\pi at)^{3/2}} = \frac{C}{t^{3/2}}, \quad (11.2)$$

где C — постоянная величина.

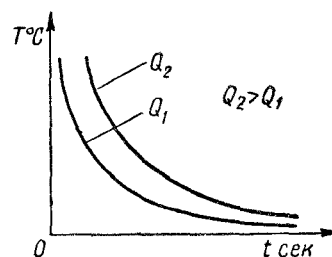
В начальный момент $t=0$ расчетная температура по формуле (11.2) стремится к бесконечности. При нагреве дугой температура пятна конечна и не превышает $2300\text{--}2500^\circ$. Расхождение получается вследствие того, что при выводе (11.1) условились считать тепло источника сосредоточенным в точке. Во время процесса выравнивания температура точки O зависит от количества тепла Q , введенного в металл источником. Чем больше Q , тем выше температура точки O в каждый данный момент (фиг. 33).

Изменение температуры любой другой точки тела характеризуется более сложной зависимостью. Распределение температуры по радиусу-вектору R описывается кривой нормального рас-

пределения $e^{-\frac{R^2}{4at}}$. Крутизна этих кривых зависит от значения t (в знаменателе аргумента экспоненциальной функции) (см. фиг. 34). В заданный момент времени $t > 0$ первый сомножитель уравнения (11.1), выражающий температуру точки O , будет иметь определенное значение (11.2). Чем больше расстояние R данной точки A от центра, тем больше будет показатель $\frac{R^2}{4at}$ экспоненциальной функции второго сомножителя. Так как

отрицательные степени числа e меньше единицы, температура точек, находящихся на расстоянии $R > 0$ от источника O , в любой момент времени t будет меньше температуры $T(0, 0, 0, t)$ точки O .

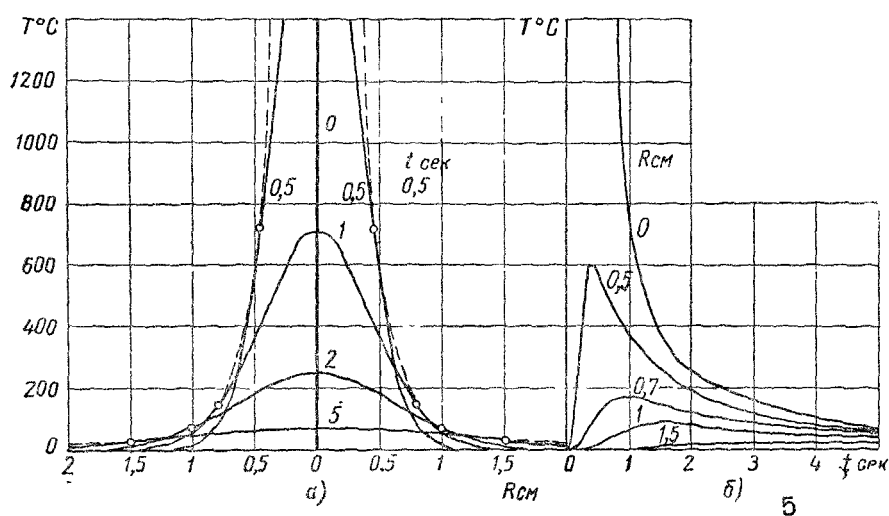
В начале процесса кривые распределения температуры будут высокими и крутыми (см. например, кривую для $t=0,5$ сек. фиг. 34, а). В начальный момент $t \rightarrow 0$ кривая совпадает с осью



Фиг. 33. Влияние количества тепла Q , приложенного мгновенно к точке O поверхности полубесконечного тела на процесс выравнивания температуры точки O .

ординат. С течением времени кривые становятся более пологими и температура выравнивается, стремясь к нулю (см. кривые $t=1$ сек., $t=2,5$ сек., $t=5$ сек. на фиг. 34, а). Конечное количество тепла Q , внесенное в массивное тело, с течением времени как бы растекается в неограниченном объеме, и температура всего тела стремится к нулю.

Рассмотрим, как изменяется со временем температура точки A , находящейся на расстоянии R от центра. В начальный момент $t=0$ температура этой точки была равной нулю. Через некоторое время к точке R подходит тепловая волна, распространяющаяся



Фиг. 34. Процесс распространения тепла мгновенного точечного источника в полубесконечном теле.

$$Q = 500 \text{ кал}; \quad c\gamma = 1; \text{ ал/см}^3\text{ }^\circ\text{C};$$

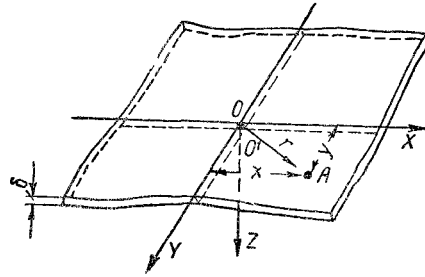
$$\lambda = 0,1 \text{ кал/см сек}^\circ\text{C}; \quad a = 0,1 \text{ см}^2\text{/сек};$$

а — распределение температуры по радиусу R в различные моменты времени t ; б — изменение температуры различных точек тела во времени; в — схема точечного источника.

от источника в точке O . По мере распространения этого тепла температура точки A повышается, достигает наибольшего значения, а затем по мере выравнивания температуры в теле начинает падать, стремясь к нулю (фиг. 34, б). Чем ближе к источнику расположена рассматриваемая точка, тем раньше начинает возрастать ее температура, тем быстрее она растет и тем выше достигаемое ею наибольшее значение (кривая $R=0,5$ см на фиг. 34, б). Температура удаленных от источника точек возрастает медленно и достигает относительно невысокого максимального значения (кривые $R=0,7$ см; $R=1$ см).

С течением времени температуры точек, расположенных на конечном расстоянии от источника, сближаются и стремятся к нулю.

Распространение тепла мгновенного линейного источника. Пусть к линейному элементу OO' пластины толщиной δ приложен в момент $t=0$ мгновенный линейный источник Q , распределенный равномерно по отрезку оси OZ длиной δ с линейной интенсивностью $Q_1 = Q/\delta$ кал/см сек. Толщина пластины δ ограничена, ее длина и ширина настолько велики, что пластину можно считать практически неограниченной. Такое тело будем в дальнейшем называть пластиной. Ось источника примем за ось OZ прямоугольной системы координат, оси OX и OY совместим с верхней плоскостью пластины (рис. 35). В процессе распространения тепла линейного источника температура в любой точке пластины будет оставаться одинаковой по толщине, если верхняя и нижняя плоскости пластины не пропускают тепла.



Фиг. 35. Схема линейного источника OO' в пластине.

Если же учитывать теплообмен плоскостей пластины с окружающей средой, температура по толщине окажется неодинаковой — большей во внутренних слоях и меньшей в наружных. Ввиду малой толщины пластины эта неравномерность распределения температуры незначительна и ею можно пренебрегать, считая температуру осредненной по толщине.

Плоский процесс распространения в пластине с поверхностной теплоотдачей тепла, внесенного мгновенным линейным источником, описывается выражением (5.3), в которое введен множитель e^{-bt} , учитывающий влияние теплоотдачи граничных плоскостей (§ 7)

$$T(r, t) = \frac{Q}{4\pi\lambda\delta t} \exp\left(-\frac{r^2}{4at} - bt\right). \quad (11.3)$$

В уравнении (11.3) $b = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$ — коэффициент температуротдачи, учитывающий интенсивность понижения температуры вследствие поверхностной теплоотдачи в окружающую среду, в 1/сек (§ 7);

α — коэффициент теплоотдачи в кал/см²сек°С; двойка в числителе показывает, что теплоотдача с коэффициентом α происходит по двум поверхностям — верхней и нижней;

δ — толщина пластины в см;

$c\gamma$ — объемная теплоемкость в кал/см³°С;

$r^2 = x^2 + y^2$ — квадрат радиуса-вектора полярной системы координат (фиг. 35). Процесс (11.3) симметричен относительно оси OZ , т. е. все точки $r = \text{const}$, симметрично расположенные относительно оси

OZ , имеют одинаковую температуру, т. е. изотермическими поверхностями являются круговые цилиндры с осью OZ .

В уравнении распространения тепла в массивном теле (11.1) коэффициент b отсутствует, так как в этом случае отвод тепла вследствие теплопроводности вглубь изделия настолько велик, что потерей через поверхность в окружающую среду можно пренебречь. При расчете процесса охлаждения тонких листов пренебрегать теплоотдачей в окружающую среду нельзя, так как это приводит к заметной ошибке в определении температуры. Чем меньше толщина δ свариваемых листов, тем больше влияние теплоотдачи в окружающую среду и тем значительнее коэффициент b , учитывающий эту теплоотдачу.

Качественно процесс распространения тепла в плоской пластине протекает так же, как и в полубесконечном теле. Время t входит в уравнение (11.3) в первой степени, т. е. температура оси источника OZ в пластине снижается медленней, чем температура источника O в массивном теле, так как поток распространяющегося тепла как бы стеснен ограничивающими плоскостями пластины.

На оси источника ($r=0$) температура определяется выражением

$$T(0, t) = \frac{Q}{4\pi\lambda\delta t} e^{-bt}. \quad (11.4)$$

Вдоль радиусов, проходящих через источник тепла, температура распределена нормально. Крутизна кривых распределения температуры, так же как и в массивном теле, уменьшается с увеличением времени.

Чем дольше протекает процесс выравнивания, т. е. чем больше t и чем тоньше пластина, тем более необходимо учитывать поверхностную теплоотдачу.

Распространение тепла мгновенного плоского источника. Пусть в сечении $x=0$ стержня приложен мгновенный источник Q , распределенный равномерно по сечению стержня с поверхностной интенсивностью $Q_2 = \frac{Q}{F} \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$. Сечение стержня F незначительно, длина его настолько велика, что можно считать стержень практически неограниченным. Нагреваемое сечение стержня примем за плоскость YOZ , ось OX совместим с осью стержня (фиг. 36).

Несмотря на теплоотдачу боковой поверхности стержня, температуру можно считать практически выравненной по поперечному сечению стержня.

Тепло распространяется только в направлении оси OX , т. е. процесс является линейным.

Линейный процесс распространения в стержне с поверхностной теплоотдачей тепла, внесенного мгновенным плоским источником, описывается выражением (5.4) с поправочным множителем e^{-bt} , учитывающим теплоотдачу (§ 7).

$$T(x, t) = \frac{Q}{c\gamma F (4\pi at)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4at} - bt\right); \quad (11.5)$$

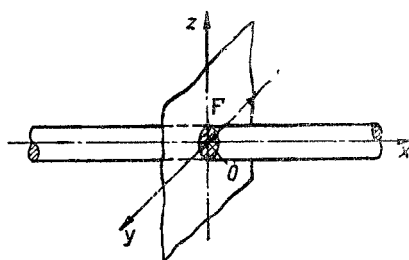
здесь коэффициент $b = \frac{aP}{c\gamma F}$, где P — периметр поперечного сечения стержня в см; F — площадь поперечного сечения в см².

На торце стержня ($x=0$) температура

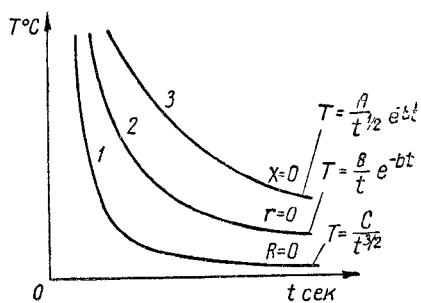
$$T(0, t) = \frac{Q}{c\gamma F (4\pi at)^{1/2}} \cdot e^{-bt} \quad (11.6)$$

убывает (если пренебречь поправкой на теплоотдачу) пропорционально корню квадратному из времени. По оси Ox температура распределена нормально. Крутизна кривых распределения температуры, как и в предыдущих случаях, зависящая от времени t в аргументе экспоненциальной функции, убывает с течением времени.

Сравнение процессов — пространственного, плоского и линейного. Процессы распространения тепла мгновенных источников в теле, пластине и стержне, описываемые уравнениями (11.1), (11.3) и (11.5), отличаются друг от друга характером зависимости температуры от времени. Температура точек, где был приложен источник тепла, в зависимости от времени представлена графически для трех основных геометрических форм — полубесконечного тела, пластины и стержня (фиг. 37).



Фиг. 36. Схема плоского источника в стержне.



Фиг. 37. Изменение температуры в точке, где был приложен источник тепла, в зависимости от формы тела: 1 — для полубесконечного тела; 2 — для пластины; 3 — для стержня.

то кривая 2 выражалась бы простой гиперболой. Множитель e^{-bt} ускоряет процесс охлаждения вследствие теплоотдачи. Кривая 3 представляет функцию $T_{x=0} = \frac{A}{t^{1/2}} e^{-bt}$; для стержня с непроницающей тепла поверхностью ($b=0$) кривая 3 выражается гиперболой степени $1/2$.

Кривая 1 описывает изменение температуры для пространственного процесса распространения тепла в полубесконечном теле от сосредоточенного точечного источника, кривая 2 — для плоского процесса в пластине от линейного источника и кривая 3 — для линейного процесса в стержне от плоского источника. В полубесконечном теле — кривая 1 — изменение температуры описывается гиперболой степени $3/2$, $T_{R=0} = \frac{C}{t^{3/2}}$, в пластине функцией $T_{r=0} = \frac{B}{t} \cdot e^{-bt}$. Если бы можно было пренебречь теплоотдачей в окружающую среду ($b=0$),

Сравнивая темп охлаждения во всех трех случаях, можно сделать следующий вывод. Процессы распространения тепла от мгновенного сосредоточенного источника в пространственном, плоском и линейном полях качественно одинаковы, но темп их протекания тем более замедлен, чем ограниченнее область распространения тепла, т. е. с переходом от тела к пластине и далее к стержню. Чем более стеснен поток тепла, тем медленнее охлаждается область, где был приложен сосредоточенный источник.

§ 12. ПОДВИЖНЫЕ СОСРЕДОТОЧЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОЙ МОЩНОСТИ

Схема вывода уравнений. Чтобы выразить уравнение процесса распространения тепла при движущемся непрерывно действующем источнике, применяют принцип наложения (§ 6). Для этого весь период действия источника разбивают на бесконечно малые элементы и рассматривают отдельные элементарные воздействия источника на теплопроводящее тело. Эти элементарные тепловые воздействия приложены к поверхности тела в последовательные моменты времени в точках, расположенных по оси перемещения источника. Процессы распространения тепла от элементарных воздействий источника можно рассматривать вне зависимости друг от друга. Суммированием таких элементарных процессов можно получить уравнение процесса распространения тепла при непрерывном действии подвижного источника.

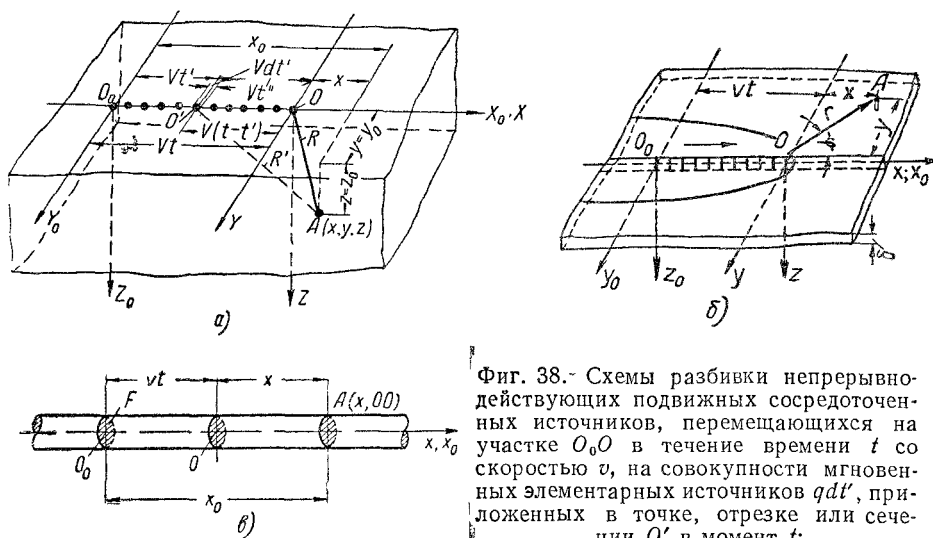
Принцип наложения применим, если дифференциальные уравнения, описывающие процесс, линейны, т. е. если их коэффициенты не зависят от искомой функции, в данном случае от температуры. Дифференциальное уравнение теплопроводности (3.2) содержит коэффициент температуропроводности a , изменяющийся с температурой; однако, принимая его постоянным, можно все же получить приближенные решения, достаточные для практических расчетов.

По принципу наложения изменение температуры в какой-либо точке теплопроводящего тела представляется суммой изменений температуры при распространении тепла от отдельных элементарных воздействий источника с учетом времени и места их приложения. Так как источник действует непрерывно, можно интегрировать элементарные приращения температуры dT , вызванные действием источника в течение бесконечно малых промежутков времени, т. е. полагать

$T = \int_0^t dT$. При простых расчетных схемах оказывается возможным выразить получаемые при рассмотрении непрерывного процесса интегралы через изученные функции. Для приближенного расчета температуры можно вычислить по методам § 8 конечные изменения температуры ΔT в данной точке от действия источника в течение конечных, но малых промежутков Δt с учетом времен их приложения и затем взять сумму этих изменений, $T = \sum_0^n \Delta T$.

В дальнейшем выведем уравнения процессов распространения тепла для трех основных расчетных схем подвижных источников: точечного источника на поверхности полубесконечного тела, линейного источника в неограниченной пластине и плоского источника в неограниченном стержне (фиг. 31), соответствующих практически важным типам нагрева металла дугой — наплавке валика на массивное изделие, сварке листов встык в один проход и нагреву электрода дугой (фиг. 32).

Подвижный точечный источник на поверхности полубесконечного тела. По поверхности массивного тела равномерно (т. е. с постоянной скоростью v) и прямолинейно перемещается непрерывно действующий точечный источник тепла постоянной мощности q .



Фиг. 38.- Схемы разбивки непрерывно действующих подвижных сосредоточенных источников, перемещающихся на участке O_0O в течение времени t со скоростью v , на совокупности мгновенных элементарных источников qdt' , приложенных в точке, отрезке или сечении O' в момент t :

a — точечный источник на поверхности полубесконечного тела, неподвижная система координат $X_0 Y_0 Z_0$ с началом в точке O_0 , где источник начинает действовать; подвижная система координат $X Y Z$ с началом в источнике O , b — линейный источник в неограниченной пластине, неподвижная система $X_0 Y_0 Z_0$, подвижная $X Y$; v — плоский источник в неограниченном стержне, неподвижная система $X_0 Y_0 Z_0$, подвижная X .

Тело будем считать полубесконечным с непронускающей тепла граничной плоскостью $X_0 O_0 Y_0$. Начало связанной с телом неподвижной системы координат O_0 совместим с положением точечного источника в момент $t=0$ начала его действия; ось $O_0 X_0$ совместим с направлением перемещения источника, ось $O_0 Y_0$ расположим в граничной плоскости тела, ось $O_0 Z_0$ направим вглубь тела (фиг. 38, a). При постоянной скорости перемещения источник в момент t , считая от начала его действия, будет находиться в точке O на расстоянии vt от начала координат O_0 . Совместим с точкой O — мгновенным положением точечного источника — начало подвижной системы координат $X Y Z$, направление оси $O X$ которой совпадает с направлением $O_0 X_0$, а направления $O Y$ и $O Z$ параллельны $O_0 Y_0$ и $O_0 Z_0$.

Пусть в момент t' после начала нагрева источник находится в точке O' с координатами $(vt', 0, 0)$ — (фиг. 38, а). За бесконечно малый промежуток времени dt' находящийся в точке O источник выделит элементарное количество тепла $dQ = qdt'$. Выделенное в момент t' в точке O' тепло dQ , распространяясь в течение времени $t - t'$, вызовет к моменту t в точке $A(x_0, y_0, z_0)$ изменение температуры, которое обозначим $dT(t')$. Суммируя малые изменения температуры в точке A , вызванные совокупностью мгновенных источников, введенных за все время t перемещения источника на всем пути O_0O , получим изменение температуры $T(t)$ в точке A

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

Изменение температуры $dT(t')$ легко определить, применяя уравнение (5.1) распространения тепла мгновенного точечного источника. Мгновенный источник dQ приложен не в начале координат, поэтому квадрат радиуса-вектора точки A , т. е. расстояния $O'A$ выразится (фиг. 38, а)

$$R'^2 = (O'A)^2 = (x_0 - vt')^2 + y_0^2 + z_0^2. \quad (б)$$

Длительность распространения тепла мгновенного источника, введенного в точке O' , составляет $t - t'$. Подставим эти величины в уравнение (5.1) и удвоим количество тепла dQ , чтобы учесть непрозрачность для тепла граничной плоскости (§ 6), тогда

$$dT(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{2qdt'}{c\gamma [4\pi a(t-t')]^2} \exp\left[-\frac{(x_0 - vt')^2 + y_0^2 + z_0^2}{4a(t-t')}\right]; \quad (B)$$

$$t \geq t' \geq 0.$$

Повышение температуры dT оказывается бесконечно малым, так как оно вызвано распространением в теле бесконечно малого количества тепла $dQ = qdt'$. Просуммируем по уравнению (а) элементарные повышения температуры от всех мгновенных источников за время действия дуги от 0 до t ;

$$T(x_0, y_0, z_0, t) = \int_0^t \frac{2qdt'}{c\gamma [4\pi a(t-t')]^2} \exp\left[-\frac{(x_0 - vt')^2 + y_0^2 + z_0^2}{4a(t-t')}\right]. \quad (12.1)$$

Отнесенное к неподвижной системе координат уравнение (12.1) распространения тепла точечного подвижного непрерывно действующего источника постоянной мощности, перемещающегося с постоянной скоростью, выражено в форме интеграла.

Решение упрощается, если отнести уравнение процесса в подвижной системе координат $X Y Z$, связанной с источником — (фиг. 38, а). Координаты неподвижной точки $A(x_0, y_0, z_0)$ в подвижной системе, перемещающейся вместе с источником со скоростью v , выразятся

$$x = x_0 - vt; \quad y = y_0; \quad z = z_0. \quad (12.2)$$

Введем также переменную времени $t'' = t - t'$, выражающую длительность процесса распространения тепла элементарного источника, введенного в точке O' . Подстановка в уравнение (12.1) и элементарные преобразования подинтегральной функции приводят к уравнению процесса распространения тепла подвижного точечного источника, отнесенному к подвижной системе координат

$$T(x, y, z, t) = \frac{2q}{c \gamma (4\pi a)^{3/2}} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) \int_0^t \frac{dt''}{t''^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2 t''}{4a} - \frac{R^2}{4at''}\right); \quad (12.3)$$

здесь $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$ — квадрат пространственного радиуса-вектора точки A температурного поля (фиг. 38, а).

Дальнейшее преобразование сводится к вычислению интеграла (12.3) при различных значениях входящих в него параметров. Интегралы подобного типа не всегда берутся и тогда приходится вычислять их по приближенным формулам, например Симпсона, или разлагать решение в ряд. В рассматриваемом случае интеграл можно выразить через изученные функции — см. § 13.

Подвижный линейный источник в пластине. Линейный источник постоянной мощности q распределен равномерно по отрезку оси OZ , равному толщине пластины δ , и перемещается с постоянной скоростью v по плоскости $X_0O_0Z_0$ (фиг. 38, б). Пластину считаем неограниченной, а ее граничные плоскости $z_0 = 0$ и $z = \delta$ — отдающими тепло в окружающую среду с нулевой температурой при коэффициенте теплоотдачи α .

Для того, чтобы получить уравнение нагрева пластины подвижным линейным источником, применим, как и выше, прием дробления промежутка времени действия источника на малые элементы, и просуммируем процессы (5.3) распространения линейных элементов тепла $qdt' = Q_1 \delta$, вносимых в моменты t' , где $t \geq t' \geq 0$, подвижным линейным источником, находящимся в точке $O'(vt', 0, 0)$. Уравнение процесса распространения тепла в пластине определяется по принципу наложения так же, как и уравнение (12.1) для массивного тела. Отнесенное к связанной с пластиной плоской неподвижной системе координат X_0, Y_0 с началом в точке O_0 (фиг. 38, б) уравнение процесса распространения тепла имеет вид

$$T(x_0, y_0, t) = \int_0^t \frac{qdt'}{2c \gamma \cdot 4\pi a (t-t')} \exp\left[-\frac{(x_0 - vt')^2 + y_0^2}{4a(t-t')} - b(t-t')\right]; \quad (12.4)$$

здесь введен множитель $e^{-b(t-t')}$, учитывающий теплоотдачу поверхностей пластины за время $(t-t')$ длительности процесса распространения тепла каждого элементарного источника qdt' , приложенного в точке O' .

Переходя к подвижной системе координат (12.2), связанной с мгновенным положением O источника в момент t , и вводя время $t'' = t - t'$, получим

$$T(x, y, t) = \frac{q}{4\pi \delta} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) \int_0^t \frac{dt''}{t''} \exp\left[-\left(\frac{v^2}{4a} + b\right)t'' - \frac{r^2}{4at''}\right] \quad (12.5)$$

уравнение процесса распространения в пластине с отдачей тепла подвижного линейного источника постоянной мощности, перемещающегося равномерно и прямолинейно. Здесь $r^2 = x^2 + y^2$ — квадрат плоского радиуса-вектора точки A плоского поля.

Подвижный плоский источник в стержне. Плоский источник постоянной мощности q распределен равномерно по площади F , равной поперечному сечению стержня, и перемещается с постоянной скоростью v в направлении оси O_0X_0 стержня (фиг. 38, в). Стержень по длине неограничен, его боковая поверхность отдает тепло в окружающую среду с нулевой температурой при коэффициенте теплоотдачи α .

Уравнение процесса распространения тепла, отнесенное к неподвижной системе координат с началом в сечении O_0 , где начал действовать источник, получим так же, как уравнения (12.1) и (12.4) по принципу наложения суммированием элементарных процессов (5.4) распространения плоских элементов тепла $qdt' = Q_2F$

$$T(x_0, t) = \int_0^t \frac{qdt'}{Fc\gamma [4\pi a(t-t')]^2} \exp \left[-\frac{(x_0 - vt')^2}{4a(t-t')} - b(t-t') \right]. \quad (12.6)$$

Отнесенное к подвижной системе координат с началом в мгновенном положении источника O уравнение (12.6) примет вид

$$T(x, t) = \frac{q}{c\gamma F(4\pi a)^{1/2}} \exp \left(-\frac{vx}{2a} \right) \int_0^t \frac{dt''}{t''^{1/2}} \exp \left[-\left(\frac{v^2}{4a} + b \right) t'' - \frac{x^2}{4at''} \right]. \quad (12.7)$$

§ 13. НАГРЕВ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ТЕЛА ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Предельное состояние. Если следить за подвижным температурным полем, связанным с дугой или другим сосредоточенным источником тепла, то можно заметить, что возникающая в начале нагрева область повышенных температур с течением времени увеличивается и достигает определенных предельных размеров. Подвижное температурное поле, как бы насыщенное теплом сосредоточенного источника, только перемещается вместе с ним. Такое состояние процесса называется предельным или установившимся.

Таким образом, процесс нагрева источником постоянной мощности делится на два периода:

I период — теплонасыщение, когда размеры связанной с источником нагретой зоны увеличиваются;

II период — предельное или установившееся состояние процесса распространения тепла, когда температурное поле остается постоянным. При неподвижном источнике тепла неподвижное поле предельного состояния называют стационарным (§ 6). При подвижном источнике ($v = \text{const}$; $q = \text{const}$) связанное с ним температурное поле предельного состояния называют квазистационарным. Процесс

распространения тепла стремится к предельному состоянию при неограниченно длительном действии источника постоянной мощности, т. е. при $t \rightarrow \infty$.

Уравнение предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве поверхности полубесконечного тела подвижным точечным источником тепла, отнесенное к подвижной системе координат, получим из уравнения (12.3), полагая $t = \infty$. Интеграл в уравнении (12.3), взятый между пределами 0 и ∞ , можно привести подстановкой $\frac{R^2}{4at} = u^2$ к известному определенному интегралу

$$\int_0^{\infty} e^{-u^2 - \frac{m^2}{u^2}} du = \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-2m}. \quad (13.1)$$

После ряда преобразований уравнение предельного состояния процесса распространения тепла точечного источника постоянной мощности, движущегося с постоянной скоростью по поверхности полубесконечного тела, отнесенное к подвижным координатам XYZ , принимает вид

$$T(R, x) = \frac{q}{2\pi\lambda R} \exp\left(-\frac{vx}{2a} - \frac{vR}{2a}\right); \quad (13.2)$$

здесь R — пространственный радиус-вектор в подвижной системе координат, т. е. расстояние рассматриваемой точки A от начала O подвижной системы; x — абсцисса точки A в подвижной системе координат.

Неподвижный источник. Рассмотрим прежде всего частный случай — предельное состояние процесса нагрева поверхности массивного тела точечным неподвижным непрерывно действующим источником тепла постоянной мощности $q = \text{const}$.

При длительном нагреве $t \rightarrow \infty$ процесс распространения тепла стремится к предельному состоянию, температурное поле которого можно получить, полагая в общем выражении (13.2) скорость $v = 0$:

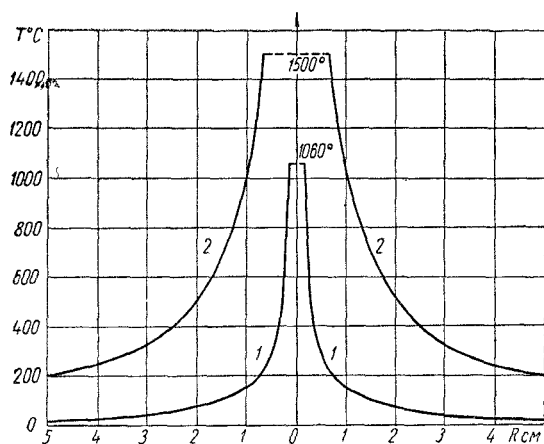
$$T(R) = \frac{q}{2\pi\lambda R}. \quad (13.3)$$

Температура зависит только от радиуса R . Поле симметрично относительно точки O , а изотермические поверхности являются концентрическими полусферами.

По мере приближения к точке O , т. е. при $R \rightarrow 0$, температура бесконечно возрастает, как $1/R$. По мере удаления от источника температура уменьшается пропорционально радиусу-вектору R , зависимость $T(R)$ изображается графически простой гиперболой (фиг. 39).

Температура на данном расстоянии R прямо пропорциональна мощности источника q и обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности λ . Например, при коэффициентах теплопроводности, принятых при построении графика фиг. 39, температура на расстоя-

нии $R=1,5$ см для стали будет равна примерно 700° , в то время как для меди — около 100° . Чем менее теплопроводен металл, т. е. чем выше сопротивление оттоку тепла от источника, тем больше распро-



Фиг. 39. Влияние теплопроводности металла на распределение температуры предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве полубесконечного тела неподвижным точечным источником;

$q = 750$ ккал/сек: 1 — красная медь, 2 — малоуглеродистая сталь.

$$T(R) = \frac{q}{2\pi\lambda R} \quad (13.4)$$

одинаково с уравнением (13.2) для неподвижного источника и не зависит от скорости v . Таким образом, распределение температуры от подвижного точечного источника на отрицательной полуоси в полубесконечном теле не зависит от скорости перемещения источника (фиг. 40, б).

Расстояние для точек положительной полуоси $x > 0$ равно радиусу-вектору R (фиг. 40, а) $x = R$. В этом случае уравнение (13.2) примет вид:

$$T(R) = \frac{q}{2\pi\lambda R} e^{-\frac{vR}{a}} \quad (13.5)$$

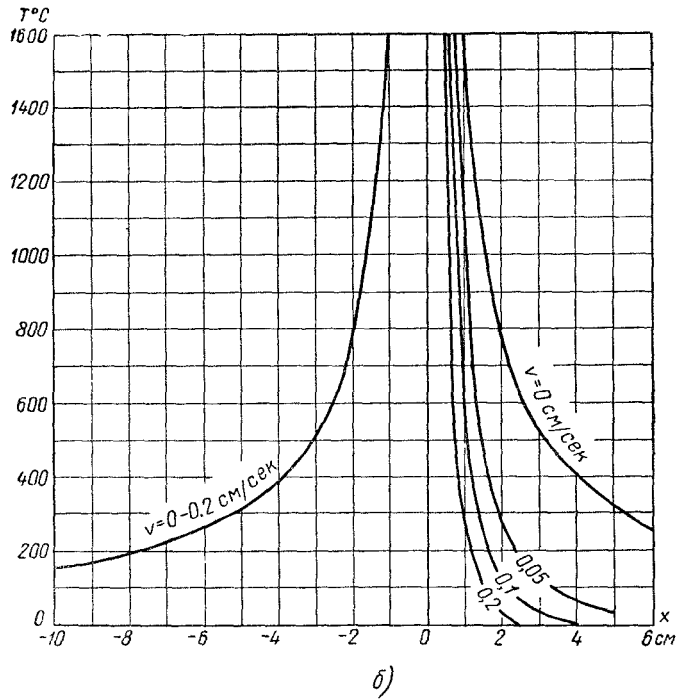
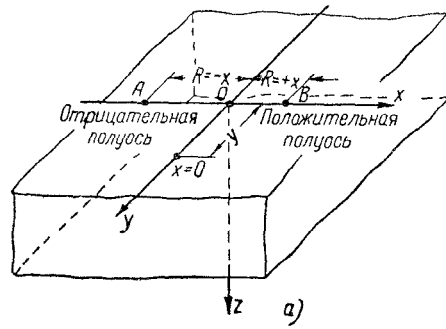
Выражение $e^{-\frac{vR}{a}}$ всегда меньше единицы. Чем больше скорость v , тем быстрее убывает температура впереди источника.

Чем скорее движется источник, тем меньше тепла распространяется вперед от источника. Если источник будет двигаться чрезвычайно быстро, то практически все тепло будет распространяться только позади него. Такой предельный случай будет рассмотрен в § 15. Позади же источника температура в полубесконечном теле всегда распределяется одинаково и ее распределение по отрицательной полуоси OX не зависит от скорости.

странена зона нагрева точечным источником при предельном состоянии процесса.

Влияние скорости перемещения источника. Рассмотрим, как влияет скорость перемещения источника v на распределение температуры по оси OX перемещения источника и по оси OY , ей перпендикулярной.

Для точки A отрицательной полуоси OX ($x < 0$) абсцисса равна радиусу-вектору R со знаком минус (фиг. 40, а). Уравнение распределения температуры, получаемое из уравнения (13.2) подстановкой $x = -R$,

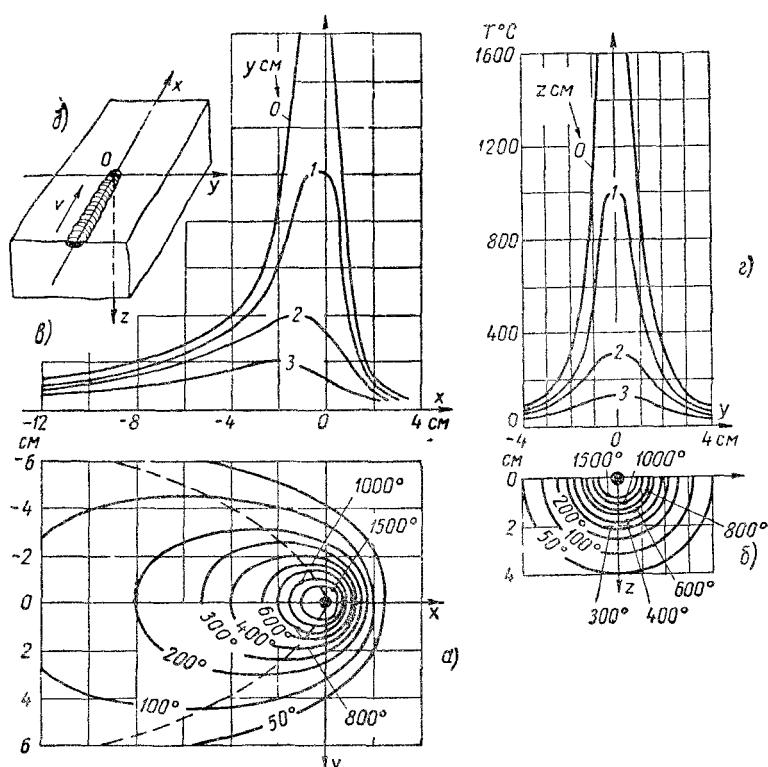


Фиг. 40. Влияние скорости перемещения точечного источника тепла на распределение температуры предельного состояния по оси Ox в полубесконечном теле:
 $q = 1000$ кал/сек; $\lambda = 0,1$ кал/см сек 2 С; $a = 0,1$ см 2 /сек;
 а — схема положительной и отрицательной полуосей; б — распределение температуры.

Распределение температур по оси OY , т. е. в направлении, перпендикулярном оси движения источника, получим, полагая в уравнении (13.2) $x=0$

$$T(R) = \frac{q}{2\pi\lambda R} e^{-\frac{vR}{2a}}. \quad (13.6)$$

Температура на данном расстоянии R по оси OY равна температуре на том же расстоянии по отрицательной полуоси OX , умноженной на коэффициент $e^{-\frac{vR}{2a}}$, меньший единицы. Таким образом, с удале-



Фиг. 41. Температурное поле предельного состояния при наплавке валика на массивное изделие:

$q = 1000$ кал/сек; $v = 0,1$ см/сек; $a = 0,1$ см²/сек; $\lambda = 0,1$ кал/см сек°С;
 а — изолинии на поверхности XOY и кривая точек с максимальными температурами (пунктиром); б — изолинии в поперечной плоскости XOZ , проходящей через центр источника; в — распределение температуры по прямым $z = \text{const}$, лежащим в продольной плоскости XOZ параллельно оси OX или $y = \text{const}$ в плоскости XOY ; г — распределение температуры по прямым $z = \text{const}$, лежащим в поперечной плоскости XOZ параллельно оси OY ; д — схема расположения координатных осей.

нием от подвижного источника назад температура убывает наиболее медленно. В боковом направлении температура убывает быстрее, а впереди источника — наиболее быстро; см. также очертания изолиний (фиг. 41).

Температурное поле подвижного источника. Температура в данной точке A зависит от пространственного радиуса-вектора R и его проекции x на направление перемещения источника, т. е. температура распределена симметрично относительно оси OX (фиг. 41). Изотермические поверхности являются поверхностями вращения относительно оси OX . Изотермы мгновенного поля предельного состояния на поверхности XOY изделия являются замкнутыми кривыми, сгущенными впереди дуги и разреженными позади нее. Температурное поле даже при малой скорости перемещения дуги $v=0,1$ см/сек явно несимметрично относительно оси OY (фиг. 41, а).

Степень вытянутости температурного поля определяется не абсолютной величиной скорости v , а сложным параметром $\frac{vR}{a}$, выражающим отношение скорости v к коэффициенту температуропроводности a . Изотермы поля предельного состояния процесса распространения тепла от подвижного сосредоточенного источника представляют собой овальные замкнутые кривые, смещенные относительно источника в сторону, обратную направлению его перемещения. Чем быстрее движется источник, тем более вытянуты изотермические кривые. Изотермы низких температур, соответствующие большим расстояниям R от источника, более вытянуты, чем изотермы высоких температур (фиг. 41, а).

Кривые с пометками 1, 2, 3 (фиг. 41, в) представляют распределение температуры в плоскостях, проходящих через ось OX , т. е. в частности, в плоскостях XOY и XOZ , по оси OX и по прямым, параллельным этой оси и находящимся от нее на расстояниях y или z и соответственно равным 1, 2, 3 см. Расчетная температура точек оси OX по мере приближения к источнику тепла растет весьма интенсивно и стремится к бесконечности вследствие предположения о сосредоточении тепла дуги в точке O .

На расстоянии 1 см от оси OX температура достигает максимума, близкого к 1000° , положение которого смещено от оси OY в сторону, обратную направлению перемещения источника. Максимум температуры в точках, удаленных от оси перемещения дуги, достигается не в момент прохождения дуги через плоскость, проведенную через данную точку перпендикулярно оси OX , а несколько позже (фиг. 41, в). Температура на более далеких расстояниях от оси OX изменяется еще более плавно; максимумы температуры тем ниже, чем больше расстояние точки от оси OX . На поверхности XOY тела через соответственно нанесенные точки максимумов пунктиром проведена кривая — след поверхности максимальных температур, которая перемещается вместе с полем предельного состояния в направлении перемещения источника. Вся область впереди мгновенного положения поверхности максимальных температур нагревается; область, расположенная позади нее, охлаждается.

Температура по оси OY и по прямым, расположенным в поперечной плоскости YOZ параллельно этой оси, распределена симметрично относительно продольной плоскости XOZ (фиг. 41, з). В поперечной плоскости YOZ изотермы изображаются концентрическими

полуокружностями с центром в источнике O (фиг. 41,б). Таким образом, изотермические поверхности являются поверхностями вращения относительно оси перемещения дуги.

§ 14. НАГРЕВ ПЛАСТИНЫ ЛИНЕЙНЫМ ИСТОЧНИКОМ

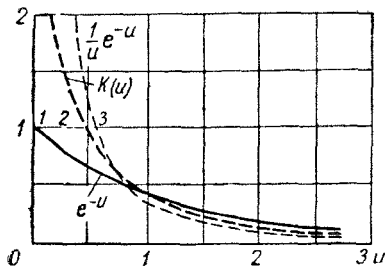
Предельное состояние. Уравнение предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве пластины подвижным линейным источником постоянной мощности q , перемещающимся с постоянной скоростью v , отнесенное к связанной с источником подвижной системе координат XU (фиг. 38, б), получим из уравнения (12.5), полагая $t = \infty$.

Интеграл в уравнении (12.5), взятый между пределами 0 и ∞ , подстановкой $\left(\frac{v^2}{4a} + b\right) t'' = w$ и обозначением $u^2 = r^2 \left(\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}\right)$ приведем к известному интегралу

$$\int_0^{\infty} \frac{dw}{w} \exp\left(-w - \frac{u^2}{4w}\right) = 2K_0(u), \quad (14.1)$$

который можно рассматривать, как функцию от параметра u . Такая функция $K_0(u)$, называемая бесселевой функцией от мнимого аргумента второго рода нулевого порядка, хорошо изучена, и для ее вычисления имеются подробные таблицы.

Функция $K_0(u)$ убывает с возрастанием аргумента u несколько медленнее, чем функция $\frac{1}{u}e^{-u}$ в выражении (13.2), характеризующая убывание с радиусом температуры от точечного источника в полубесконечном теле, но быстрее, чем функция e^{-u} , характеризующая поле плоского источника в стержне (фиг. 42). При аргументе, стремящемся к нулю $u \rightarrow 0$, функция $K_0(u)$ стремится к бесконечности, $K_0(0) \rightarrow \infty$, как $-\ln u$; при бесконечном возрастании аргумента функция стремится к нулю, как $\frac{1}{\sqrt{u}}$, $K_0(\infty) \rightarrow 0$. Крат-



Фиг. 42. Функции, характеризующие зависимость температуры предельного состояния при нагреве сосредоточенным источником от радиуса-вектора: 1 — в стержне; 2 — в пластине; 3 — в полубесконечном теле.

кая таблица значений $K_0(u)$ приведена в приложении, стр. 282.

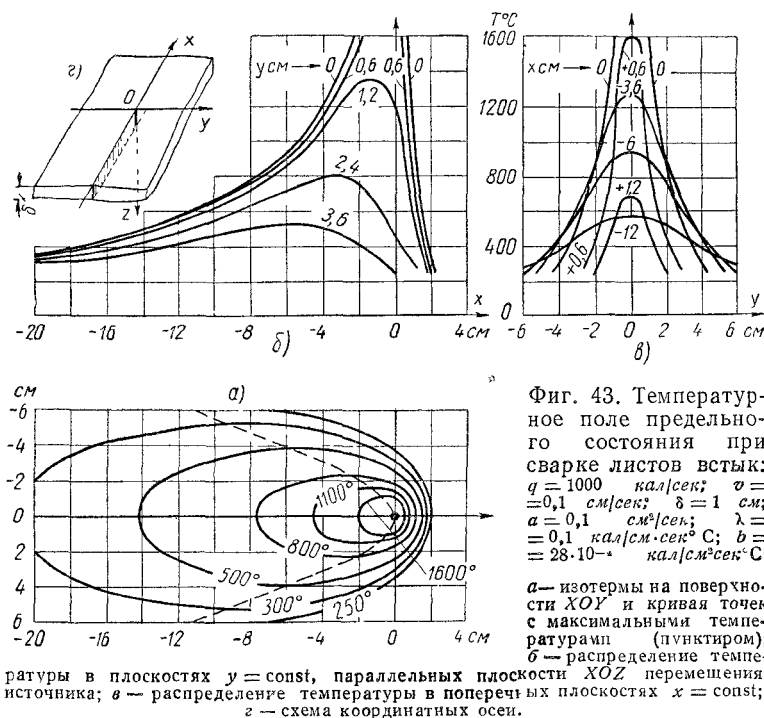
Используя интеграл (14.1), мы сможем выразить уравнение поля предельного состояния через изученные функции

$$T(r, x) = \frac{q}{2\pi\lambda\delta} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) K_0\left(r\sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}\right); \quad (14.2)$$

здесь r — плоский радиус-вектор элемента подвижного поля, т. е. расстояние данной точки A от мгновенного положения O источника тепла (фиг. 38, б).

Аргумент функции $K_0(u)$ в выражении (14.2) равен $u = r \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}$, где $b = \frac{2a}{c\gamma\delta}$ — коэффициент, учитывающий интенсивность понижения температуры пластины при теплоотдаче в окружающую среду в 1/сек; α — коэффициент теплоотдачи в $\text{кал}/\text{см}^2 \text{сек}^\circ\text{C}$ (см. § 2).

Температурное поле. При нагреве пластины линейным источником температура по толщине пластины не меняется. Следовательно, изотермы в пластине представляют собой цилиндрические



поверхности, построенные на поверхностных изотермических кривых (фиг. 43,а), с образующими, перпендикулярными граничным плоскостям пластины.

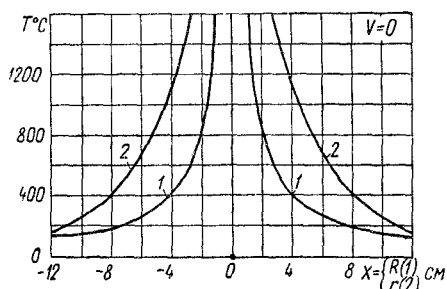
Изотермы температурного поля при нагреве пластины линейным источником еще более вытянуты в направлении, обратном направлению движения источника, и очерчивают области большие по величине, чем соответствующие изотермы при наплавке валика на массивное изделие (фиг. 43,а). Плоский процесс распространения тепла подвижного линейного источника отличается лишь количественно от исследованного в § 13 пространственного процесса распространения в полубесконечном теле тепла подвижного точечного источника. Поэтому ограничимся краткими соображениями, подчеркивающими отличие плоского процесса от пространственного.

Распределение температуры в пластине при предельном состоянии нагрева неподвижным источником, получим, положив в уравнении (14.2) скорость $v=0$

$$T(r) = \frac{q}{2\pi\lambda b} K_0\left(r\sqrt{\frac{b}{a}}\right). \quad (14.3)$$

Температура, выражаемая уравнением (14.3), зависит только от радиуса-вектора r ; изотермическими поверхностями являются круглые цилиндры с осью, совпадающей с линейным источником тепла. С удалением от источника температура убывает в соответствии с изменением функции $K_0(u)$, стремясь к нулю в области, бесконечно удаленной от источника (фиг. 44). В пластине тепло распространяется в двух направлениях и тепловой поток больше стеснен, чем в полубесконечном теле с трехмерным распространением тепла. Поэтому с удалением от источника температура в пластине (кривая 2) убывает медленнее, чем в полубесконечном теле (кривая 1).

Распределение температуры в пластине при подвижном источнике $v \neq 0$ характеризуется вытянутыми изотермами, смещенными в область позади источника. Сомножитель $\exp\left(-\frac{vx}{2a}\right)$ уравнения (14.2) в области $x > 0$, т. е. впереди источника, будет меньше единицы, в области $x < 0$ (позади источника) этот сомножитель больше единицы. Поэтому распределение температуры по оси Ox несимметрично относительно источника (фиг. 43,б). Распределение температуры по отрицательной полуоси Ox пластины в отличие от распределения в полубесконечном теле зависит от скорости v .



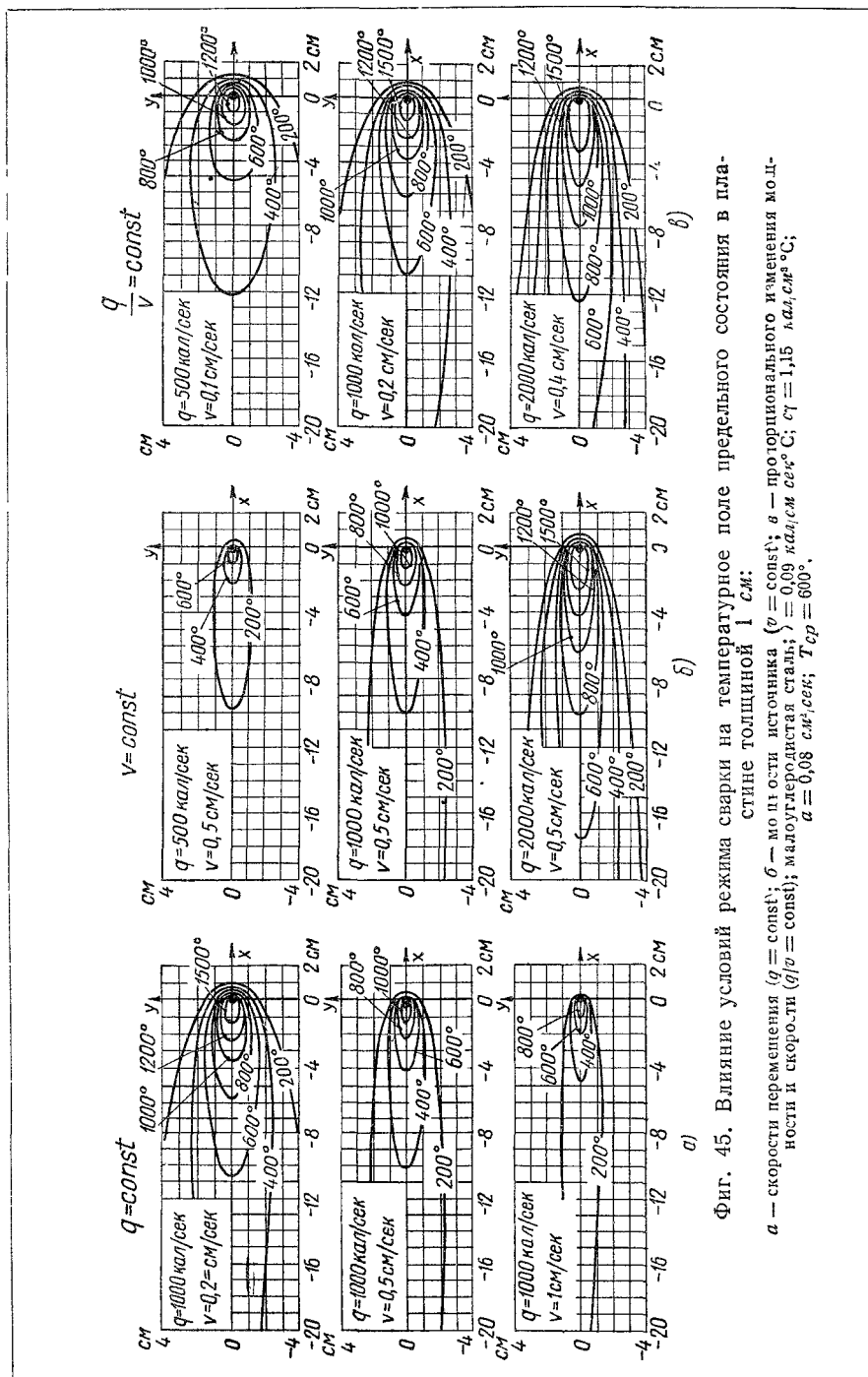
Фиг. 44. Распределение температуры предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве:

1 — полубесконечного тела неподвижным точечным источником: $q = 1000$ кал/сек; $a = 0,1$ см²/сек; $\lambda = 0,1$ кал/см·сек·°С; 2 — неограниченной пластины толщиной 1 см неподвижным линейным источником: $q = 1000$ кал/сек; $a = 0,1$ см²/сек; $\lambda = 0,1$ кал/см·сек·°С; $b = 28 \cdot 10^{-4}$ 1/сек.

Влияние условий режима сварки. Разберем влияние параметров режима сварки, т. е. эффективной мощности источника q и скорости v его перемещения, на температурное поле предельного состояния (фиг. 45).

1. Влияние скорости v при $q = \text{const}$. С увеличением скорости сварки области, нагретые выше определенной температуры (например, области, нагретые выше 600°), уменьшаются по площади, а соответствующие изотермы суживаются в направлении, перпендикулярном оси шва, и сгущаются впереди дуги (фиг. 45,а).

2. Влияние мощности q при $v = \text{const}$. С увеличением мощности дуги области, нагретые выше определенной температуры,

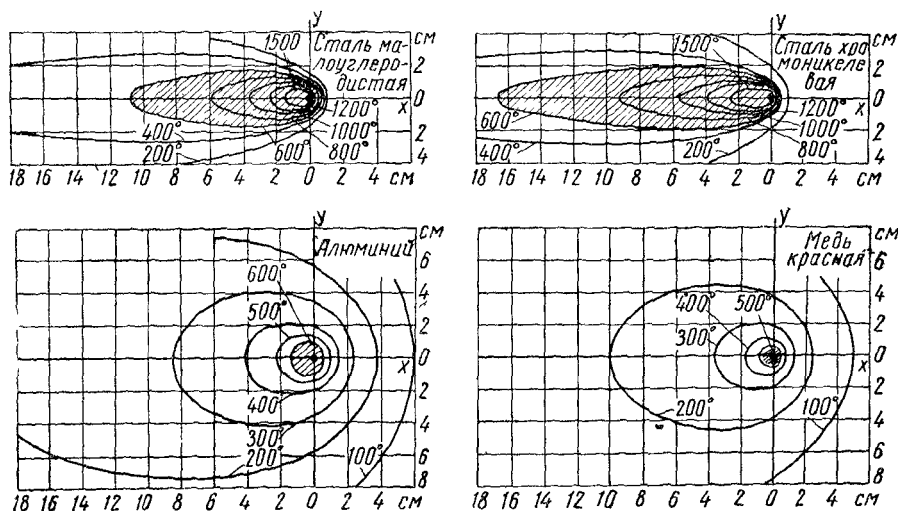


Фиг. 45. Влияние условий режима сварки на температурное поле предельного состояния в плас-
стине толщиной 1 см:

a — скорости перемещения ($q = \text{const}$); *б* — по оси источника ($v = \text{const}$); *в* — пропорционального изменения мощ-
ности и скорости ($q/v = \text{const}$); малоуглеродистая сталь; $\gamma = 0,09 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}^2 \text{ C}$; $\sigma_1 = 1,15 \text{ мм}^2 \text{ см}^2 \text{ C}$;
 $\alpha = 0,08 \text{ см}^2 \text{ сек}$; $T_{\text{ср}} = 600^\circ$.

значительно увеличиваются, причем их размеры растут не пропорционально увеличению мощности, а более интенсивно (фиг. 45, б).

3. Влияние мощности и скорости при постоянной погонной энергии $q/v = \text{const}$. Увеличение мощности сказывается на изменении размеров изотерм сильнее, чем увеличение скорости. На фиг. 45, в изображены температурные поля предельного состояния, соответствующие трем режимам с постоянной эффективной погонной энергией, но с пропорционально возрастающими скоростью сварки и мощностью дуги. При постоянной погонной энергии размеры площадей, ограниченных изотермическими кривыми, примерно пропорциональны первой степени мощности или скорости.



Фиг. 46. Влияние теплофизических свойств металла на характер температурного поля линейного источника в пластине толщиной 1 см:

Режим: $q = 1000 \text{ кал/сек}$, $v = 0,2 \text{ см/сек}$.

	$T_{\text{эп}}$ °C	λ кал/см сек°C	$c \rho^2$ кал/см³ °C	a см²/сек
Малоуглеродистая сталь . . .	600	0,09	1,15	0,08
Хромоникелевая аустенитная сталь	600	0,06	1,13	0,053
Алюминий	300	0,65	0,65	1,0
Медь красная	400	0,90	0,95	0,95

Влияние теплофизических свойств металла. Температурные поля предельного состояния в пластинах из металлов, имеющих различные теплофизические свойства, построены для иллюстрации при одинаковых режимах нагрева: $q = 1000 \text{ кал/сек}$ и $v = 0,2 \text{ см/сек}$ (фиг. 46).

Так как теплоемкости малоуглеродистой и хромоникелевой сталей мало отличаются друг от друга, то основное влияние на характер распределения температуры предельного состояния оказывает теплопроводность. Области, нагретые выше определенной температуры

(см. например, область, ограниченную изотермой $T=600^\circ$, заштрихованную на фиг. 46), в хромоникелевой стали имеют из-за меньшей ее теплопроводности большие размеры, чем в малоуглеродистой стали. Поэтому одинаковое тепловое воздействие на свариваемый металл при сварке аустенитной стали осуществляется при меньшей эффективной погонной энергии, чем при сварке малоуглеродистой стали.

При сварке алюминия размеры областей, нагретых до высокой температуры, значительно меньше, чем в стали. Это объясняется весьма высокой теплопроводностью и несколько пониженной теплоемкостью. Тепло распространяется в алюминии настолько интенсивно, что область, нагретая выше 600° , незначительна по сравнению с такой же областью в стали. Высокой теплопроводностью алюминия объясняется также значительно меньшая сгущенность изотерм впереди дуги.

Медь еще более теплопроводна, чем алюминий. Тепло свободно растекается по металлу и концентрация тепла у источника, характерная для сварочных процессов в стали, выражена слабее. В цветных металлах скорость передвижения источника меньше сказывается на смещенности изотерм относительно источника, чем в стали.

§ 15. НАГРЕВ МОЩНЫМИ БЫСТРОДВИЖУЩИМИСЯ ИСТОЧНИКАМИ

По мере увеличения скорости v перемещения точечного или линейного источника тепла и при пропорциональном увеличении его мощности q размеры зон, нагретых до определенной температуры, увеличиваются; длина зон увеличивается пропорционально скорости, а ширина возрастает, стремясь к определенному пределу (§ 14). Чем выше скорость сварки, тем более вытянуты изотермы и тем более они сдвинуты в область, уже пройденную дугой. С развитием сварочной техники увеличиваются применяемые мощности дуг и скорости их перемещения. Поэтому интересно изучить предельную форму, к которой стремится температурное поле предельного состояния, если мощность источника тепла и скорость его перемещения неограниченно возрастают, а их отношение q/v остается постоянным

$$q \rightarrow \infty; v \rightarrow \infty; q/v = \text{const.} \quad (a)$$

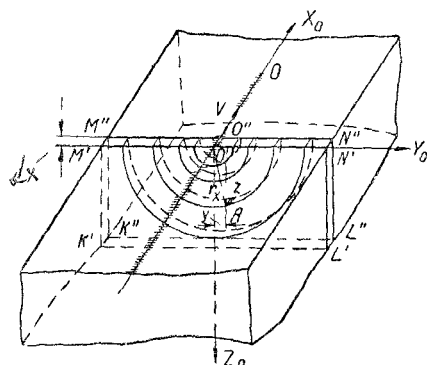
При перемещении источника с большой скоростью нагретая область располагается узкой полосой вдоль пути его перемещения. Тепло распространяется в основном в направлении, перпендикулярном оси перемещения источника. Поэтому расчетные схемы, описывающие процесс распространения тепла, значительно упрощаются.

Точечный источник. Упрощенное уравнение предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве поверхности полубесконечного тела мощным быстродвижущимся точечным источником получим, налагая на выражение (13.2) условие (a). Более просто задача может быть решена применением следующей расчетной схемы распространения тепла. На каждой изотерме температурного поля мощного быстродвижу-

щегося точечного источника можно выделить участок, очертание которого приближается к прямой, параллельной оси OX (см. ниже фиг. 49, б). На этом участке тепло распространяется практически только в направлении, перпендикулярном оси OX , тепловой же поток, параллельный оси OX , незначителен. На выделенном участке градиенты температур в направлении осей OY и OZ значительно больше градиентов по направлению оси OX

$$\frac{\partial T}{\partial y} \gg \frac{\partial T}{\partial x}; \quad \frac{\partial T}{\partial z} \gg \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (6)$$

В предельном случае $v = \infty$ тепло источника распределено равномерно по оси перемещения и будет распространяться только перпендикулярно этой оси. К этому случаю и стремится процесс распространения тепла при быстродвижущемся мощном источнике.



Фиг. 47. Схема выделения из полубесконечного тела поперечными непроницающими тепла плоскостями расчетных пластин толщиной dx .

Допустим, что тело разбито перпендикулярными к оси перемещения источника и непроницающими тепла плоскостями на ряд плоских слоев (фиг. 47). Тепло, внесенное быстро движущимся источником на участке $O'O''$ между плоскостями $M'N'L'K'$ и $M''N''L''K''$, распространяется только в слое между этими плоскостями. Этим предположением мы разделяем тело на ряд плоских слоев, в каждом из которых тепло распространяется независимо друг от друга. Общий пространственный процесс распространения тепла в теле разбивается таким

образом на ряд отдельных плоских процессов распространения тепла. Спроектируем какую-либо точку A на ось OX . Толщину плоских слоев выберем бесконечно малой — dx . Время dt , в течение которого быстро движущийся источник нагревает рассматриваемый плоский слой равно $\frac{dx}{v}$. Количество тепла, внесенное быстро движущимся источником в плоский слой, будет $dQ = qdt = q/v \cdot dx$. Длительность действия источника dt бесконечно мала, поэтому можно считать его мгновенным.

Нашими предположениями мы свели задачу к процессу распространения тепла мгновенного линейного источника в пластине с непроницающими тепла граничными плоскостями, который описывается уравнением (5.3). Плоский слой $M'N'L'K'M''N''L''K''$, вырезанный из полубесконечного тела, простирается лишь по одну сторону от граничной плоскости $X_0O'Y_0$. Для того, чтобы применить уравнение (5.3), выведенное для бесконечной пластины, необходимо количество тепла удвоить, т. е. положить $Q = 2qdt$; при этом положим толщину пластины $\delta = dx = vdt$, квадрат радиуса-вектора $r_x^2 = y_0^2 + z_0^2$

а время t начнем отсчитывать от момента, когда быстродвижущийся источник пересекает рассматриваемый плоский слой. Заметим, что $Q_1 = Q/\delta = 2q/v$ кал/см.

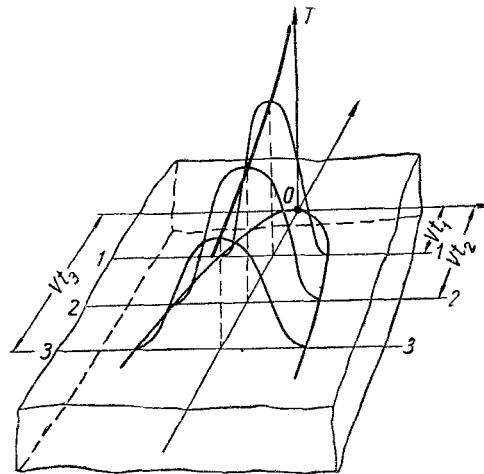
Подставив величины Q_1 , δ и r в уравнение (5.3), получим уравнение предельного состояния процесса распространения тепла быстродвижущегося мощного источника в полубесконечном теле

$$T(y_0, z_0, t) = \frac{q}{2\pi\lambda vt} e^{-\frac{y_0^2 + z_0^2}{4at}}, \quad (15.1)$$

где t — время, отсчитываемое от момента, когда источник пересек плоскость $Y_0O'Z_0$, в которой расположена рассматриваемая точка A (фиг. 47); Y_0 и Z_0 — неподвижные координаты точки A , связанные с изделием; эти координаты не отличаются от подвижных y и z , а третья координата x заменена через скорость v и время t .

Это уравнение пригодно для любого плоского слоя, выделенного в теле. Значение t является общим только для точек, лежащих в одной плоскости $X_0O'Y_0$, перпендикулярной оси перемещения. Следовательно, для всех других точек тела будет отличным только момент начала отсчета времени. При расчете по уравнению (15.1) каждая поперечная плоскость полубесконечного тела, по которому быстро движется мощный источник, имеет свое начало отсчета времени.

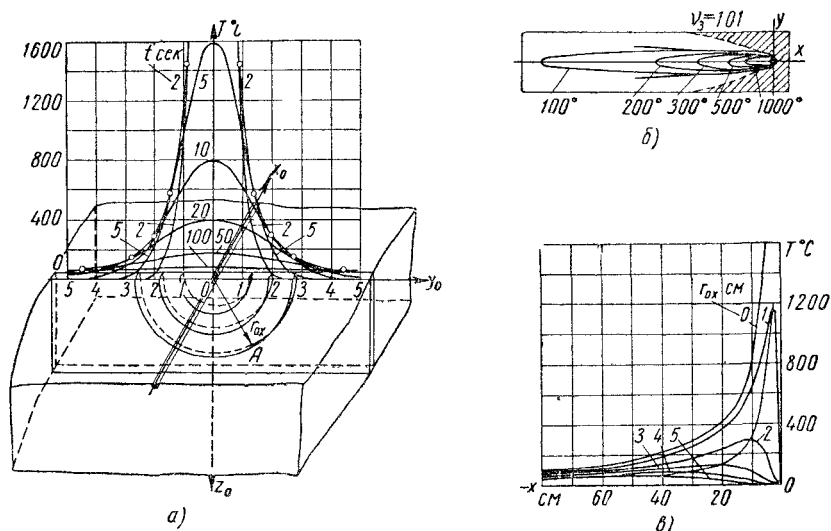
По мере продвижения быстродвижущегося точечного источника в теле развиваются плоские процессы распространения тепла, но они возникают не одновременно, а каждый из них начинается в момент, когда источник пересекает данный плоский слой. Таким образом, процесс распространения тепла в теле можно рассматривать как совокупность одинаковых плоских процессов, сдвинутых по времени; изобразим это графически. В момент $t=0$ источник находится в точке O поверхности полубесконечного тела (фиг. 48). В сечении 1—1 к этому моменту времени тепло уже распространилось в течение t_1 , в сечении 2—2 — в течение t_2 и т. д. Совокупность кривых распределения температуры в отдельных сечениях образует температурную поверхность на плоскости XOY . Соединяя точки с равными температурами, получим соответствующие изотермические кривые.



Фиг. 48. Схема, иллюстрирующая, что процесс распространения тепла быстродвижущегося источника можно рассматривать как совокупность сдвинутых по времени и одинаковых плоских процессов распространения тепла.

При быстром движении источника тепло не успевает распространяться вперед; поэтому в самом источнике изотермы сливаются. Позади источника изотермы обычно сильно вытянуты и узки (фиг. 49).

Оценка приближенного выражения. Значения температуры предельного состояния процесса распространения тепла, выраженные уравнением мощных быстро движущихся источников (15.1) и общим уравнением (13.2), действительным при любой скорости перемещения источника, тем ближе друг к другу, чем ближе к оси перемещения источника рассматриваемая область изделия. Поэтому уравнением (15.1) можно пользоваться для расчета температур массивного



Фиг. 49. Предельное состояние процесса распространения в полубесконечном теле тепла мощного быстро движущегося точечного источника:

$q = 5000 \text{ кал/сек}$; $v = 1 \text{ см/сек}$; $\lambda = 0,1 \text{ кал/см сек}^\circ\text{C}$; $a = 0,1 \text{ см}^2/\text{сек}$.

a — изохроны и кривая распределения максимальных температур; *б* — изотермы подвижного температурного поля; *в* — кривые распределения температуры на разных расстояниях r_x от оси OX .

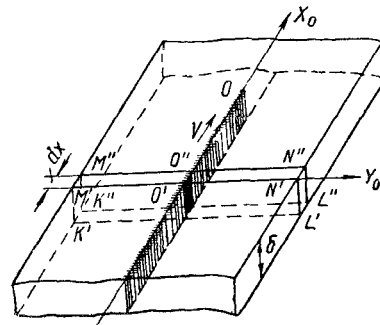
изделия в области, близко примыкающей к наплавляемому валику, при любых скоростях дуговой наплавки.

В области, лежащей позади пунктирной кривой незаштрихованная область (фиг. 49, б), ошибка в определении температур по уравнению (15.1) не превышает 1%. Поэтому для приближенного расчета температуры в близкой к пути перемещения источника незаштрихованной области можно пользоваться уравнением (15.1) для мощного быстро движущегося источника. Разница в результатах, получаемых при подсчетах по точным и приближенным выражениям, объясняется тем, что в действительности тепло, даже при значительных скоростях перемещения источника, распространяется перпендикулярно пути его перемещения только вблизи шва. Поэтому хорошее совпадение результатов расчета получается лишь в области, близко расположенной к шву. Температуры точек отрицательной

полуоси OX , выражаемые формулами (15.1) и (13.2), одинаковы при любой скорости перемещения источника.

Линейный источник. Предельное состояние процесса распространения тепла при нагреве пластины мощным быстро движущимся линейным источником также можно рассматривать, как предельную форму температурного поля, выраженного уравнением (14.2) при условиях (а).

Проведем в пластине две бесконечно близкие параллельные плоскости, не пропускающие тепла, перпендикулярные оси OX_0 перемещения источника, и выделим таким образом стержень толщиной dx (фиг. 50). Можно представить, что вся пластина состоит из бесконечного множества таких стержней. При быстро движущемся линейном источнике процесс распространения тепла в пластине протекает так, как будто мгновенно приложенные элементы тепла $dQ = \frac{q}{v} dx$ распространяются только



Фиг. 50. Схема выделения из неограниченной пластины расчетных стержней толщиной dx .

в направлении OY_0 , перпендикулярном оси перемещения источника, в соответствии с уравнением (5.4) для мгновенного плоского источника в неограниченном стержне. Подставим в уравнение (5.4) интенсивность плоского источника $Q_2 = \frac{q}{v\delta}$ кал/см², заменив координату x координатой y_0 , и введем коэффициент e^{-bt} , учитывающий теплоотдачу боковой поверхности пластины, где $b = \frac{2a}{c\gamma\delta}$ (§ 6). Уравнение предельного состояния процесса распространения тепла при нагреве пластины мощным быстро движущимся линейным источником выразится

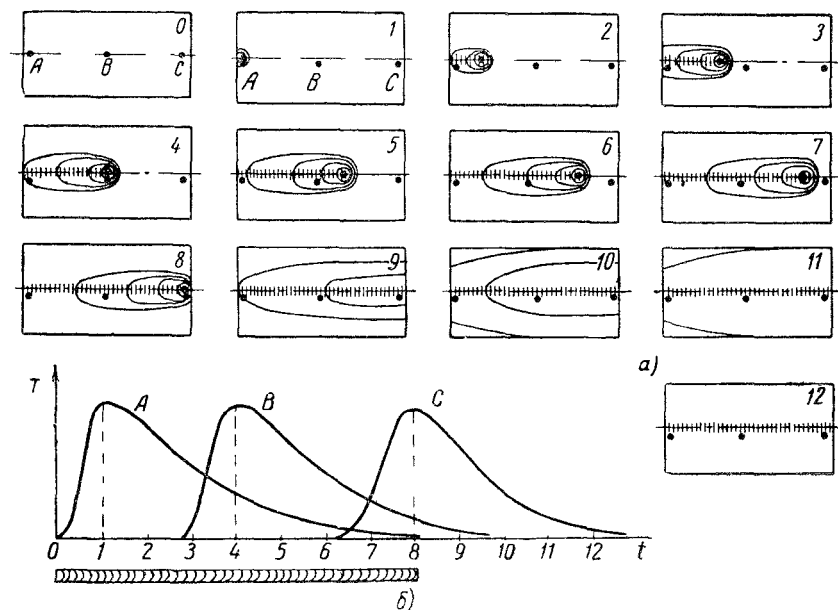
$$T(y_0, t) = \frac{q}{v\delta \sqrt{4\pi\lambda c\gamma t}} \exp\left(-\frac{y_0^2}{4at} - bt\right). \quad (15.2)$$

Характер процесса (15.2) аналогичен описанному выше процессу (15.1) распространения тепла в массивном теле от быстро движущегося точечного источника.

§ 16. ТЕРМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ И МАКСИМАЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Термический цикл. При перемещении по телу подвижного температурного поля, связанного с источником тепла, температура точек тела изменяется со временем (фиг. 51). Пока источник тепла не начал действовать, температура всего тела равна температуре окружающей среды, с которой тело находится в тепловом равновесии. По мере при-

ближения связанного с источником температурного поля температура точек A, B, C быстро возрастает, достигает максимума, а затем постепенно понижается с убывающей скоростью, стремясь к температуре окружающей среды. Изменение температуры во времени в данной



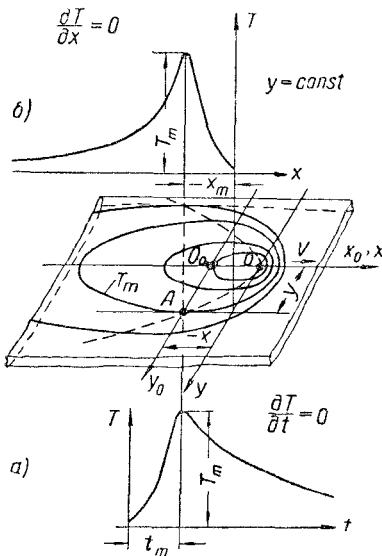
Фиг. 51. Процесс распространения тепла при сварке листов всгк:
 а - мгновенные температурные поля для моментов времени 0-12; б - изменение температуры в точках тела A, B и C со временем.

точке тела, вызванное действием подвижного или временным действием неподвижного источника тепла, называется термическим циклом в данной точке (фиг. 52, а).

Очевидно, что термический цикл T_A точки A при действии подвижного источника связан с распределением температуры $T(x)$ в подвижном поле по оси $y = \text{const}$, проходящей через точку A параллельно оси перемещения источника (фиг. 52, б), зависимостью $vt = -x$. Время t здесь отсчитывают от момента, когда источник пересек точку O_0 — проекцию точки A на ось OX . Впереди источника изотермы обычно сгущены, позади источника — разрежены; поэтому в периоде нагрева точка пересекает сгущенные изотермы и нагревается быстро, а в периоде охлаждения пересекает разреженные изотермы и охлаждается медленно. В момент t_m , когда точка A касается изотермы, не пересекая ее, температура этой точки достигает максимума T_m . Момент t_m наступления максимума связан с мгновенной абсциссой x_m точки A в подвижной системе координат зависимостью $vt_m = -x_m$.

Термические циклы точек, различно удаленных от источника, можно охарактеризовать, рассматривая, например, графики фиг. 41, в;

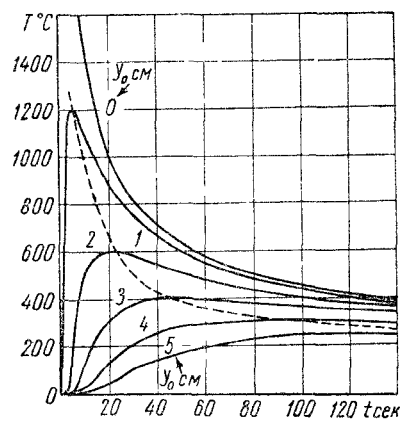
43,б и 49,в распределения температуры по осям, параллельным оси перемещения. Чем дальше расположены точки от пути перемещения источника, тем позже начинает заметно повышаться температура, тем медленнее она возрастает, тем ниже максимальная температура T_m и тем позже она наступает (фиг. 53). В процессе охлаждения температуры различно удаленных точек стремятся выравняться. Интересно отметить, что во время всего процесса распространения тепла



Фиг. 52. К определению максимальной температуры в точке A тела, нагреваемого сосредоточенным подвижным источником тепла:

a — изменение температуры в точке A в зависимости от времени t (термический цикл точки A); b — мгновенное распределение температуры по оси $y = const$, проходящей через точку A .

температуры различно удаленных точек стремятся выравняться. Интересно отметить, что во время всего процесса распространения тепла



Фиг. 53. Термические циклы точек пластины толщиной 1 см , находящихся на разных расстояниях от плоскости перемещения мощного быстродвижущегося линейного источника;

$q = 5000\text{ кал/сек}$; $v = 1\text{ см/сек}$; $\lambda = 0.1\text{ кал/см/сек}^\circ\text{C}$; $a = 0.1\text{ см}^2/\text{сек}$; (пунктир — кривая максимальных температур).

сосредоточенного источника в неограниченном объекте (теле, пластине или стержне) температуры более удаленных точек остаются ниже температур точек близких.

Точки максимальных температур можно соединить плавной кривой на графике термического цикла (фиг. 52). Кривая максимальных температур, т. е. геометрическое место точек с максимальными температурами, делит подвижное температурное поле на две части (фиг. 41,а; 43,а и 49,а). Область, расположенная впереди кривой максимальных температур, нагревается, $\frac{\partial T}{\partial t} > 0$; область же, расположенная позади кривой максимальных температур, охлаждается, $\frac{\partial T}{\partial t} < 0$.

Максимальную температуру T_m можно рассчитать, зная уравнение процесса распространения тепла. Особенно просто рассчитать максимальные температуры в температурном поле предельного состояния, вызванного действием мощного быстродвижущегося источника.

Если уравнение процесса распространения тепла отнесено к неподвижной системе координат, связанной с телом, то момент t_m наступления максимальной температуры T_m в данной точке тела (x_0, y_0, z_0) следует определять из условия равенства нулю скорости изменения температуры в данной точке, $\frac{\partial T}{\partial t}(x_0, y_0, z_0, t) = 0$. Если же данное уравнение предельного состояния процесса отнесено к подвижной системе координат, связанной с источником, то абсциссу x_m точки $A(x, y, z)$ с максимальной температурой найдем из условия равенства нулю градиента температуры по оси (y, z) , проходящей через данную точку параллельно оси перемещения источника, $\frac{\partial T}{\partial x}(x, y, z) = 0$.

Максимальные температуры в процессе распространения тепла быстродвижущегося точечного источника. Процесс распространения тепла в полубесконечном теле на небольших расстояниях r_x от оси перемещения точечного источника (фиг. 47) приближенно описывается выражением (15.1)

$$T(r_x, t) = \frac{q}{2\pi\lambda vt} \exp\left(-\frac{r_x^2}{4at}\right); \quad (a)$$

здесь $r_x^2 = y_0^2 + z_0^2$ — квадрат плоского радиуса-вектора, выражающего расстояние точки A от оси OX .

Вычислим скорость изменения температуры $\frac{\partial T(t)}{\partial t}$. Для удобства вычисления производной предварительно логарифмируем выражение (a).

$$\ln T(t) = \ln\left(\frac{q}{2\pi\lambda v}\right) - \ln t - \frac{r_x^2}{4at}. \quad (б)$$

Дифференцируем выражение (б) почленно по t , причем заметим, что первый член правой части — величина постоянная

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t} = -\frac{1}{t} + \frac{r_x^2}{4at^2}; \quad (в)$$

отсюда скорость изменения температуры

$$\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{T}{t} \left(\frac{r_x^2}{4at} - 1\right). \quad (16.1)$$

Скорость изменения температуры обращается в нуль:

- а) при $T=0$ вместе с самой температурой;
- б) при $t=\infty$, т. е. при полном выравнивании; эти случаи не представляют физического интереса;
- в) при $\frac{r_x^2}{4at_m} - 1 = 0$, т. е. по истечении времени t_m после пересечения источником точки O_0 — проекции на ось OX рассматриваемой точки A (фиг. 52)

$$t_m = \frac{r_x^2}{4a}. \quad (16.2)$$

Так как $vt_m = -x_m$, то равенство (16.2) выражает уравнение параболоида вращения

$$r_x^2 = -\frac{4a}{v} x_m, \quad (16.3)$$

представляющего геометрическое место точек с максимальными температурами. Полагая в выражении (16.3) $z_0=0$; $x^2=y_0^2$, получим уравнение параболы, представляющей кривую максимальных температур на граничной плоскости XOY полубесконечного тела (фиг. 49, б).

Максимальная температура T_m , очевидно, равна температуре процесса (а) в момент t_m , определяемый из выражения (16.2)

$$T_m(r_x) \equiv T(r_x, t_m) = \frac{q \cdot 4a}{2\pi\lambda v r_x^2} e^{-1},$$

тогда

$$T_m(r_x) = \frac{q}{\pi/2 v c \gamma r_x^2},$$

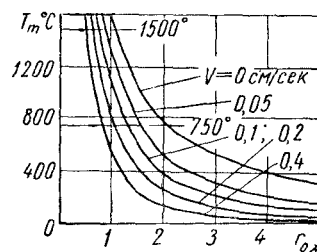
где использована связь $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$.

Так как

$$\frac{1}{e} \approx \frac{1}{2,718} \approx 0,368, \text{ то } T_m(r_x) = \frac{0,368 q}{\pi/2 v c \gamma r_x^2}. \quad (16.4)$$

Максимальная температура в точке А полубесконечного тела при предельном состоянии нагрева быстро движущимся точечным источником тепла пропорциональна погонной энергии источника q/v и обратно пропорциональна квадрату расстояния r_x от точки А до оси шва.

Зависимость (16.4) максимальной температуры T_m от расстояния r_x до оси перемещения источника при различных скоростях v иллюстрируется графиком (фиг. 54). При неподвижном источнике $v=0$ максимальные температуры при удалении от источника убывают пропорционально расстоянию R — см. формулу (13.3). При подвижных источниках максимальные температуры с увеличением скорости сварки понижаются быстрее, так как изотермические поверхности вращения (фиг. 45, а) суживаются в направлении OY , перпендикулярном шву. Если при неподвижном источнике температура $T_m = 800^\circ$ достигалась на расстоянии 20 мм от источника (фиг. 40, б), то при источнике, движущемся со скоростью 0,2 см/сек, эта температура будет достигнута лишь на расстоянии 1 см от оси его перемещения (фиг. 54).



Фиг. 54. Предельное состояние процесса распространения тепла при нагреве поверхности полубесконечного тела подвижным точечным источником; распределение максимальной температуры по радиусу-вектору r_{ox} в см (фиг. 49, а) при различных скоростях v перемещения источника (максимальные температуры T_m вычислены по схеме точечного источника, перемещающегося с произвольной скоростью — см. литературу).

Максимальные температуры в процессе распространения тепла быстро движущегося линейного источника. Время t_m наступления максимальной температуры определим из квадратного уравнения

$$\frac{y_0^2}{4at_m} = \frac{1}{2} + bt_m, \quad (16.5)$$

которое получено приравниванием нулю скорости изменения температуры, вычисленной из уравнения (15.2) процесса распространения тепла в пластине с теплоотдачей (см. фиг. 50). Подставим время t_m , определенное из условия максимума (16.5), в уравнение (15.2) и упростим, полагая $bt_m \ll 1/2$ (такое упрощение оправдано для точек, близких к оси перемещения источника, максимальную температуру которых теплоотдача не успевает существенно понизить). Тогда максимальная температура выразится

$$T_m(y_0) = \frac{0,484q}{v\sigma\delta \cdot 2y_0} \left(1 - \frac{by_0^2}{2a} \right); \quad (16.6)$$

здесь $0,484 = \sqrt{\frac{2}{\pi e}}$ — численный коэффициент; y_0 — расстояние данной точки от оси шва. Двучлен в круглой скобке учитывает интенсивность теплоотдачи: чем больше коэффициент b , тем ниже максимальная температура на данном расстоянии от оси.

Максимальная температура при нагреве пластины линейным быстро движущимся источником тепла пропорциональна погонной энергии и в первом приближении (при малом влиянии теплоотдачи) обратно пропорциональна расстоянию данной точки от плоскости перемещения источника. В этом случае максимальные температуры с удалением от плоскости перемещения источника убывают медленнее, чем максимальные температуры полубесконечного тела [уравнение (16.4)].

Пример. На поверхность массивного стального изделия наплавляют валик при токе $I = 200$ а, напряжении дуги $U = 20$ в и скорости ее перемещения $v = 7$ м/час. Определить расстояние от оси наплавки, на котором будет достигнута максимальная температура, равная 500° , при которой сталь начинает терять упругие свойства.

Эффективная мощность дуги при эффективном к. п. д. $\eta_{\text{д}} = 0,75$

$$q = 0,24 \cdot 0,75 \cdot 20 \cdot 200 = 720 \text{ кал/сек};$$

скорость сварки эффективная погонная энергия

$$v = 7 \text{ м/час} = 0,2 \text{ см/сек}; \quad q/v = \frac{720}{0,2} = 3600 \text{ кал/см.}$$

Объемная теплоемкость стали при 400°

$$c\gamma = 7,8 \cdot 0,16 = 1,25 \text{ кал/см}^3 \text{ }^\circ\text{C.}$$

Процесс распространения тепла при наплавке валика на поверхность массивного изделия описывается согласно указаниям § 10 схемой точечного источника, перемещающегося по поверхности полубесконечного тела. Для расчета

максимальной температуры используем выражение (15.4), подставляя численные значения, получим

$$500 = \frac{0,368 \cdot 3600}{1,25 \cdot \tau / 2 \cdot r_x^2}, \text{ откуда } r_x^2 = 2,12 \text{ см}^2.$$

Металл, ограниченный полукругом с радиусом r_x , будет нагрет выше 500° , радиус этой области $r_x = 1,16 \text{ см}$.

Время, в течение которого температура в точке, лежащей на расстоянии $1,16 \text{ см}$ от оси наплавки, достигнет максимального значения $T_m = 500^\circ$, определим по (16.2)

$$t_m = \frac{1,16^2}{4 \cdot 0,08} = 4,1 \text{ сек.}$$

§ 17. ПЕРИОДЫ ТЕПЛОНАСЫЩЕНИЯ И ВЫРАВНИВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Период теплонасыщения. В § 13—16 мы рассматривали предельное состояние процесса распространения тепла при наплавке валика на поверхность массивного изделия и при сварке листов встык. Наступление предельного состояния процесса проявляется в том, что связанное с источником тепла подвижное температурное поле не изменяется со временем и только перемещается вместе с источником.

Такое предельное состояние процесса наступает не сразу. В момент зажигания тепло дуги вводится в холодный металл, начальная температура которого постоянна во всем объеме изделия. По мере горения дуги вводимое ею тепло постепенно прогревает металл изделия. При этом размеры (длина, ширина, глубина) прилегающей к источнику нагретой зоны увеличиваются. Когда размеры зоны, нагретой выше определенной температуры T_m , перестают увеличиваться, считают, что процесс распространения тепла в этой зоне практически достиг предельного установившегося состояния. В более удаленных от источника тепла зонах предельное состояние наступает позже, чем в зонах, близких к источнику.

При действии неподвижного источника постоянной мощности процесс распространения тепла стремится к предельному стационарному состоянию, при котором температуры во всем поле остаются постоянными. При действии источника постоянной мощности, перемещающегося прямолинейно с постоянной скоростью, процесс распространения тепла стремится к предельному квазистационарному состоянию, при котором температуры остаются постоянными в подвижном поле, связанном с источником тепла.

Пусть в начальный момент $t=0$ тело находится при постоянной температуре, принимаемой за ноль отсчета. В момент $t=0$ начинает действовать источник постоянной мощности q , неподвижный ($v=0$) или перемещающийся прямолинейно с постоянной скоростью v . Период процесса распространения тепла от момента $t=0$ начала действия источника до установления предельного состояния (стационарного или квазистационарного) называется периодом теплонасыщения. В этом периоде температура $T(t)$ любой точки тела, отнесенной к координатной системе, связанной с источником тепла (т. е. подвижной или неподвижной, в зависимости от того, движется или неподвижен источник), возрастает от начальной температуры $T(0)=0$ до температуры предельного состояния

$T(\infty) = T_{np}$, наступающей теоретически при бесконечно длительном действии источника, $t \rightarrow \infty$.

Температуру $T(t)$ данной точки (x, y, z) в периоде теплонасыщения, т. е. при $0 < t < \infty$ выражают в разобранных нами ранее случаях общие уравнения процесса распространения тепла: (12.3) — при точечном источнике на поверхности полубесконечного тела; (12.5) — при линейном источнике в пластине с теплоотдачей.

Для удобства расчета целесообразно представить температуру $T(t)$ в периоде теплонасыщения произведением температуры T_{np} той же точки в предельном состоянии на коэффициент теплонасыщения $\psi(t)$ для той же точки

$$T(t) = \psi(\rho, \tau) \cdot T_{np}. \quad (17.1)$$

Коэффициент теплонасыщения, очевидно, возрастает от нуля в начальный момент, $\psi(0) = 0$, до единицы в предельном состоянии, $\psi(\infty) = 1$. Возрастание этого коэффициента со временем характеризует интенсивность процесса насыщения теплом данной точки тела.

Коэффициенты теплонасыщения для трех основных схем процесса распространения тепла при сварке представлены в зависимости от безразмерных критериев τ пропорциональных времени t , и критериев ρ , пропорциональных расстоянию рассматриваемой точки от источника тепла.

1. Для пространственного процесса распространения тепла точечного источника постоянной мощности, перемещающегося со скоростью v по поверхности полубесконечного тела (схема § 13, фиг. 41), коэффициент теплонасыщения ψ_3 представлен в зависимости от безразмерных критериев расстояния и времени (фиг. 55)

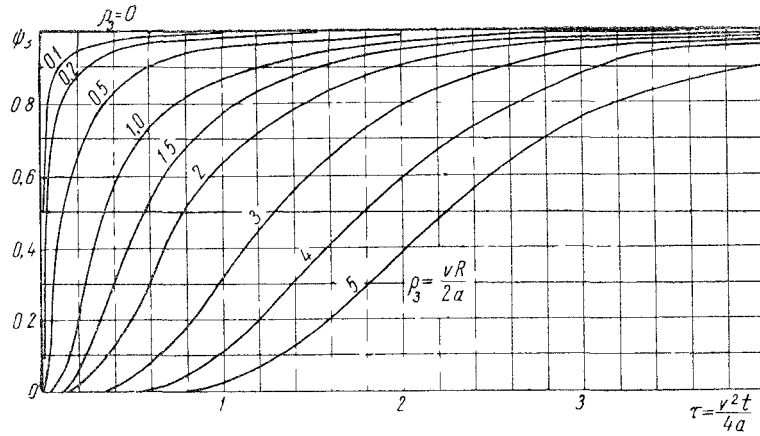
$$\rho_3 = \frac{vR}{2a}; \quad \tau = \frac{v^2 t}{4a}. \quad (17.2)$$

2. Для плоского процесса распространения тепла от линейного источника постоянной мощности, перемещающегося со скоростью v в пластине толщиной δ с теплоотдачей, характеризующейся коэффициентом $b = \frac{2a}{c\gamma\delta}$ (схема § 14, фиг. 43), коэффициент теплонасыщения ψ_2 представлен в зависимости от безразмерных критериев расстояния и времени (фиг. 56)

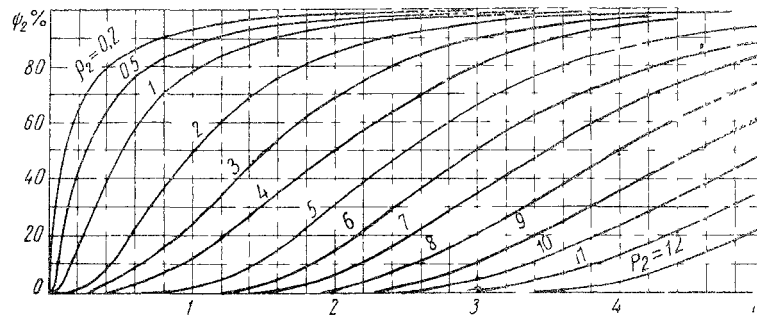
$$\rho_2 = r \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}; \quad \tau = t \left(\frac{v^2}{4a} + b \right). \quad (17.3)$$

3. Для линейного процесса распространения тепла от плоского источника постоянной мощности, перемещающегося со скоростью v в стержне с поперечным сечением F и периметром p с теплоотдачей, характеризующейся коэффициентом $b = \frac{ap}{c\gamma F}$, коэффициент теплонасыщения ψ_1 представлен в зависимости от безразмерных критериев расстояния и времени (фиг. 57)

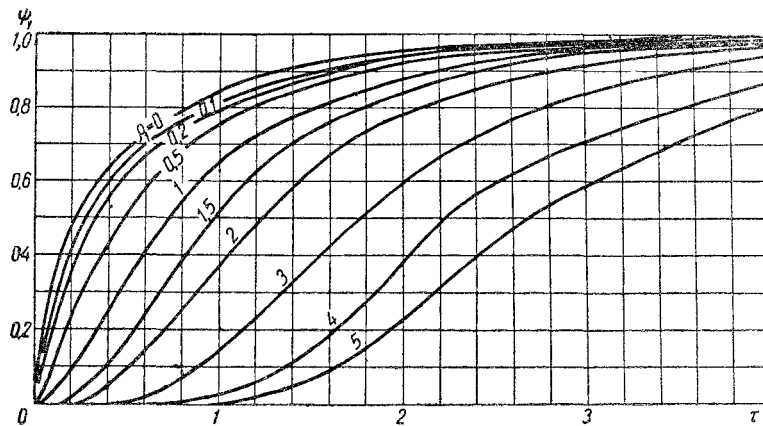
$$\rho_1 = |x| \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}; \quad \tau = t \left(\frac{v^2}{4a} + b \right). \quad (17.4)$$



Фиг. 55. Коэффициент теплонасыщения ψ_3 для точечного источника в полубесконечном теле (пространственное поле).

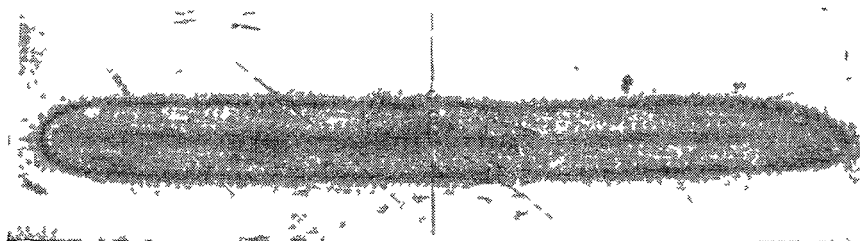


Фиг. 56. Коэффициент теплонасыщения ψ_2 для линейного источника в неограниченной пластине (плоское поле).

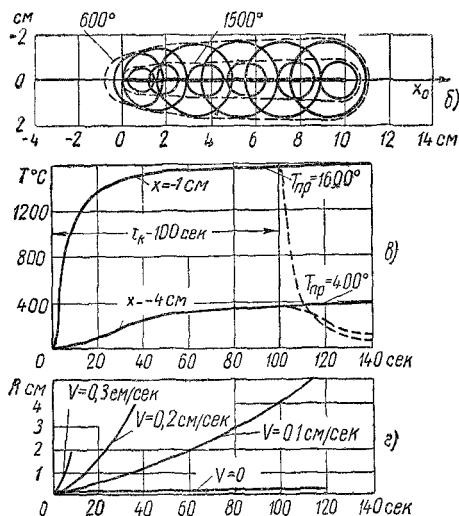


Фиг. 57. Коэффициент теплонасыщения ψ_1 для плоского источника в неограниченном стержне (линейное поле).

Влияние параметров процесса на период теплонасыщения.
С возрастанием продолжительности t действия сосредоточенного источника температура во всем объеме нагреваемого тела возрастает, стремясь к предельной температуре. Чем ближе расположена к источнику рассматриваемая точка нагреваемого тела, т. е. чем меньше ее расстояние R , r или x от источника, тем раньше начинает возрастать температура, тем быстрее она возрастает и тем раньше приближается к предельной. Таким образом, в близкой к источнику области, нагреваемой до высоких температур, период теплонасыщения заканчивается раньше, чем в удаленной области низких температур.



а



Фиг. 58. Процессы теплонасыщения и выравнивания тепла в полубесконечном теле от подвижного точечного источника;

$$a = 0,1 \text{ см}^2/\text{сек}, v = 0,1 \text{ см/сек}, \\ q = 1000 \text{ кал/сек}, t_k = 100 \text{ сек},$$

а — полосы цетров побежалости при нагреве изделия движущимся источником тепла, б — мгновенные изотермы 1500° и 600° и их огибающие, в — изменение температуры по оси нагрева на различных расстояниях x от источника тепла, г — влияние скорости на наступление состояния, близкого к предельному, $\psi_s = 0,95$, в пространственном поле.

В пластине плоский поток тепла, распространяющегося от источника, более стеснен, чем пространственный поток в полубесконечном теле, а линейный поток в стержне — более, чем плоский поток в пластине. Чем более стеснен поток тепла, тем медленнее насыщается теплом область, находящаяся на данном расстоянии от источника тепла, т. е. тем ниже коэффициент ψ при данных значениях ρ и t .

После охлаждения валика, наплавленного на очищенную от окислы поверхности стальной заготовки, на ней появляются полосы

цветов побежалости, соответствующие температурам 200—350°. Эти полосы в начале шва расходятся, причем нагретая зона расширяется; по мере удаления от начала шва и достижения предельного состояния полосы становятся параллельными шву (фиг. 58, *а*). Этому соответствует увеличение размеров областей, мгновенно нагретых выше данной температуры (600°, 1500°) в периоде теплонасыщения с момента зажигания дуги (фиг. 58, *б*). Если следить за процессом теплонасыщения по изменению температуры неподвижных точек изделия, то картина будет менее ясной. Поэтому удобно относить расчеты процесса нагрева подвижным источником к системе связанных с источником подвижных координат (x, y, z). Дуга как бы ведет за собой подвижное температурное поле, которое сначала увеличивается, а затем остается постоянным и только перемещается вместе с дугой.

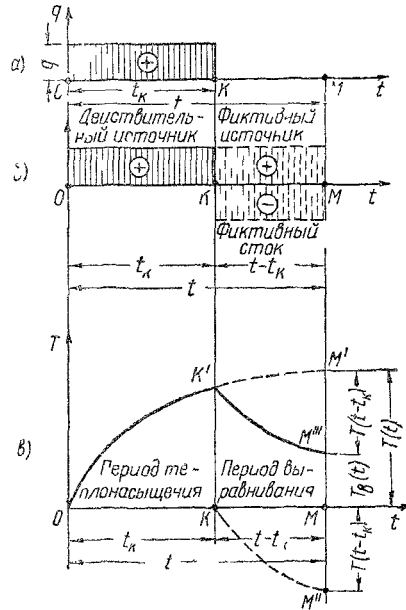
Кроме расстояния от оси шва, большое влияние на ход процесса теплонасыщения оказывает скорость перемещения дуги. Чем быстрее происходит сварка, тем раньше устанавливается предельное состояние на данном расстоянии от дуги. Кривые фиг. 58, *г* характеризуют зависимость длительности t периода теплонасыщения при различных скоростях сварки v от расстояния R до источника тепла, на котором устанавливается предельное состояние. С увеличением скорости перемещения дуги длительность теплонасыщения уменьшается. Уже при скорости 0,3 см/сек период теплонасыщения на расстоянии до 30 мм от оси дуги заканчивается в течение 10 сек.

Период выравнивания температуры. По окончании действия сосредоточенного источника введенное им тепло продолжает распространяться по металлу изделия вследствие теплопроводности. Неравномерное распределение температуры, поддерживавшееся сосредоточенным источником, по прекращении его действия выравнивается, и температура нагретой области стремится к средней температуре тела. Период процесса распространения тепла, начиная от момента $t=t_k$ прекращения действия источника, называется периодом выравнивания температуры.

Пусть сосредоточенный источник постоянной мощности $q = \text{const}$ неподвижный или перемещающийся прямолинейно с постоянной скоростью $v = \text{const}$ начинает действовать в момент O и прекращает действие в момент K (фиг. 59, *а*). Длительность непрерывного действия источника — t_k сек. Изменение температуры определенной точки нагреваемого тела в периоде теплонасыщения, вычисленное по уравнению (17.1), представлено схематически кривой OK' (фиг. 59, *в*).

Расчет процесса распространения тепла в периоде выравнивания температуры по окончании действия источника постоянной мощности приведем к уже известному расчету процесса теплонасыщения, применяя фиктивные источники и стоки тепла. Рассчитаем температуру в момент M в процессе выравнивания, характеризующийся текущей координатой t (фиг. 59, *а*). Пусть источник, в действительности прекратившийся в момент K , продолжает фиктивно действовать и дальше, т. е. в продолжение к действительному источнику, существовавшему в течение времени OK , введем в момент K фиктивный источник той же мощности (фиг. 59, *б*). Для того, чтобы не изменить

теплого состояния тела, введем в момент K фиктивный сток тепла мощностью $-q$, приложенный к тем же участкам тела, что и фиктивный источник $+q$. Очевидно, что действия равных по мощности источника и стока, приложенных одновременно к тем же участкам тела, взаимно уничтожаются. Таким образом, введение фиктивного



Фиг 59 Схема к расчету процесса распространения тепла в периоде выравнивания после прекращения действия источника постоянной мощности,

a — действительный источник, b — введение фиктивного источника и фиктивного стока, δ — изменение температуры OK' — от действительного источника, $K'M'$ — от действительного и фиктивного источников, $K'M''$ — от фиктивного стока, $K'M'''$ — от действительного источника в периоде выравнивания.

источника $+q$ на отрезке KM и фиктивного стока $-q$ на том же отрезке не изменяет теплового состояния тела, которое в действительности по прекращении в момент t_k действия источника более тепла не получает.

Температуру $T_s(t)$ в момент M в периоде выравнивания после прекращения в момент K действия источника постоянной мощности q можно рассматривать как алгебраическую сумму температуры $T(t)$ от продолжающего действовать источника q и температуры $-T(t-t_k)$ от начавшего действовать в момент K стока тепла $-q$ (фиг. 59, δ)

$$T_p(t) = T(t) - T(t-t_k); \quad t \geq t_k. \quad (17.5)$$

Заметим, что обе температуры в правой части уравнения (17.5), как температуры в периоде теплонасыщения при непрерывном действии источника q , можно выразить по уравнению (17.1) через температуру предельного состояния T_{np} и соответствующие коэффициенты теплонасыщения

$$T_s(t) = T_{np} [\psi(t) - \psi(t-t_k)]. \quad (17.6)$$

Таким образом, расчет температуры в момент t в периоде выравнивания сводится к расчету температур в периоде теплонасыщения.

Для трех основных схем процесса распространения тепла при сварке удобно вести расчет, пользуясь графиками фиг. 55—57. При расчете процесса распространения тепла в периоде выравнивания после прекращения действия подвижного сосредоточенного источника следует иметь в виду, что фиктивные источник и сток движутся так же, как двигался бы и действительный источник, а с ними перемещается и начало подвижной системы координат.

Пример. На поверхность массивного изделия наплавляют, начиная от точки O_0 , валик O_0O_1 длиной 100 мм (фиг. 60). Тепловой режим наплавки: эффективная мощность $q=1000$ кал/сек; скорость $v=0,1$ см/сек; коэффициенты теплофизических свойств металла: $a=0,1$ см²/сек; $\lambda=0,1$ кал/см сек²С. Рассчитать: а) температуру точки O_0 через 20 сек. после начала наплавки; б) температуру точки O_k через 10 сек. после окончания наплавки.

Для расчета процесса распространения тепла при наплавке узкого валика на поверхность массивного изделия примем в соответствии с соображениями § 10 (табл. 1) схему точечного источника постоянной мощности, перемещающегося с постоянной скоростью по оси O_0X на поверхности полубесконечного тела. Температурное поле отнесем к подвижной системе координат $X'Y'Z'$, связанной с источником O (§ 13 и 17).

а) Расчет температуры в периоде теплонасыщения в момент $t=20$ сек. Мгновенные координаты точки O_0 относительно точечного источника O будут: $x = -vt = -0,1 \cdot 20 = -2,0$ см, $y=0$; $z=0$.

Температуру предельного состояния точки $(-2,0,0)$, лежащей на отрицательной полуоси $x < 0$, вычислим по уравнению (13.4)

$$T_{пр}(-2) = \frac{1000}{2 \cdot 0,1 \cdot 2,0} = 795^\circ.$$

Безразмерные критерии расстояния и времени (17.2), от которых зависит коэффициент теплонасыщения

$$\varphi_3 = \frac{vR}{2a} = \frac{0,1 \cdot 2}{2 \cdot 0,1} = 1,0; \quad \tau = \frac{v^2 t}{4a} = \frac{0,1^2 \cdot 20}{4 \cdot 0,1} = 0,5$$

по этим данным из графика фиг. 55 находим $\psi_3(1; 0,5) = 0,67$

Температура точки O_0 в момент $t=20$ сек. в периоде теплонасыщения

$$T(-2,20) = 0,67 \cdot 795 = 530^\circ.$$

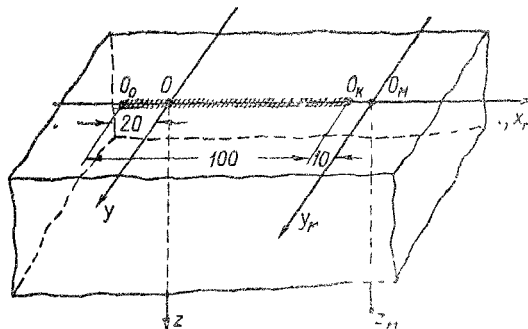
б) Расчет температуры в периоде выравнивания. При наплавке валика длиной 100 мм точечный источник тепла перемещается со скоростью $v=0,1$ см/сек. Длительность действия источника

$$t_k = \frac{10}{0,1} = 100 \text{ сек.}$$

Рассчитаем температуру точки O_k у конца валика через 10 сек. после окончания наплавки. В этот момент фиктивный точечный источник — сток, продолжающий двигаться с той же скоростью $v=0,1$ см/сек, находится в точке O_u . Мгновенные координаты точки O_k относительно фиктивного источника — стока O_u будут: $x_u = -0,1 \cdot 10 = 1,0$ см; $y_u=0$; $z_u=0$.

Температуру предельного состояния точки $(-1,0,0)$, лежащей на отрицательной полуоси $x < 0$, вычислим по уравнению (13.4)

$$T_{пр}(-1) = \frac{1000}{2 \cdot 0,1 \cdot 1,0} = 1590^\circ.$$



Фиг. 60. К примеру расчета температуры в периодах теплонасыщения и выравнивания.

Длительность действия источника (действительного и фиктивного, фиг. 59, б).

$$t = 100 + 10 = 110 \text{ сек.}$$

Длительность действия фиктивного стока $t - t_k = 10$ сек.

Безразмерные критерии, от которых зависят коэффициенты теплонасыщения: критерий расстояния

$$\rho_3 = \frac{vR}{2a} = \frac{0,1 \cdot 1}{2 \cdot 0,1} = 0,5;$$

критерии времени τ — для источника и τ' — для стока:

$$\tau = \frac{v^2 t}{4a} = \frac{0,1^2 \cdot 110}{4 \cdot 0,1} = 2,75; \quad \tau' = \frac{v^2 (t - t_k)}{4a} = \frac{0,1^2 \cdot 10}{4 \cdot 0,1} = 0,25.$$

Коэффициент теплонасыщения в процессе нагрева источником в течение 10 сек. определим по графику фиг. 55

$$\psi_3(0,5; 2,75) \approx 1,0,$$

т. е. в точке, находящейся на расстоянии 1 см от источника, практически достигнуто предельное состояние.

Коэффициент теплонасыщения в процессе охлаждения стоком тепла в течение 10 сек. по графику фиг. 55:

$$\psi_3(0,5, 2,25) = 0,70.$$

Температура точки O_k в периоде выравнивания через 10 сек. после окончания наплавки вычислим по уравнению (17.6):

$$T(-1; 110) = 1590(1,0 - 0,70) = 477^\circ.$$

§ 18. ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ РАЗМЕРОВ ТЕЛА НА ПРОЦЕСС РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА

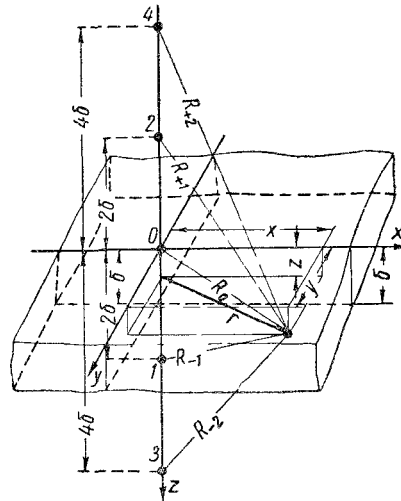
В § 11—17 мы рассматривали процессы распространения тепла при нагреве сосредоточенным источником (сварочной дугой) неограниченных тел — полубесконечного тела, пластины и стержня. В неограниченном теле (пластине или стержне) на любом расстоянии от сосредоточенного источника тепло распространяется вследствие теплопроводности. Предположение о неограниченности размеров тел весьма упрощает расчет, так как при этом отсутствуют граничные условия.

Размеры свариваемых изделий в действительности всегда ограничены. Чем меньше расстояние от источника тепла до границы тела, тем больше влияние, оказываемое ограниченностью тела на процесс распространения тепла. При обычно встречающихся на практике соотношениях коэффициента теплопроводности металла и коэффициента поверхностной теплоотдачи граничные плоскости тела можно в первом приближении считать не пропускающими тепла (§ 7). Поэтому учет ограниченности размеров тела повышает температуру в сравнении с вычисленной по схеме неограниченного тела.

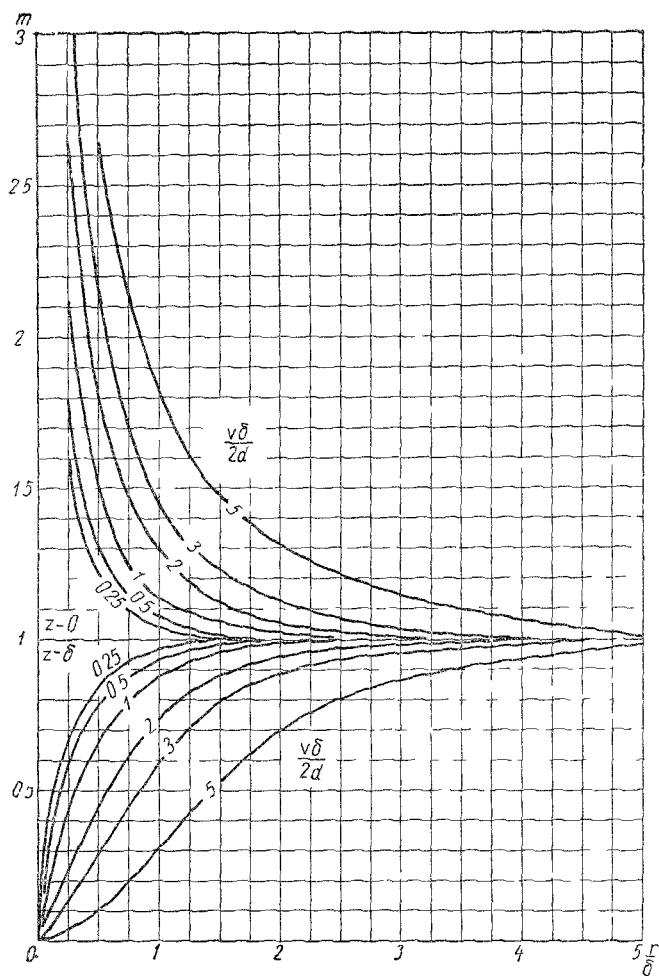
Наплавка валика на поверхность листа. В зависимости от толщины листа расчет ведут по одной из схем табл. 2 (стр. 63). Если лист весьма толст, температурное поле практически затухает в массе металла; тогда влиянием нижней ограничивающей плоскости можно пренебречь и вести расчет по схеме точечного источника на поверхности полубесконечного тела (фиг. 31, *a* и 41). Если лист весьма тонок, температура вблизи источника практически выравнивается по толщине листа; тогда расчет ведут по схеме линейного источника в пластине (фиг. 31, *b* и 43). Если толщина листа мала, так что нельзя пренебречь ограничивающим влиянием нижней плоскости листа, но не настолько чтобы считать температуру равномерно распределенной по толщине, выбирают для расчета схему точечного источника на поверхности плоского слоя толщиной δ (фиг. 31, *b*). Ограничивающие поверхности плоского слоя считают не пропускающими тепла.

Расчет по схеме точечного источника, перемещающегося по поверхности плоского слоя, дает возможность установить влияние ограниченности размеров изделия на процесс распространения тепла. Процесс распространения тепла от источника O мощностью q в плоском слое с непроницаемыми плоскостями будем рассматривать, как часть процесса распространения тепла от того же источника в неограниченном теле (фиг. 61). Для этого удвоим мощность основного источника и введем в тело дополнительные источники $1, 2, 3, \dots$ мощностью $2q$, являющиеся попеременными отражениями основного источника O в обеих непроницающих теплоты ограничивающих плоскостях $z=0$ и $z=\delta$ (§ 7). Так, например, источник 1 является отражением источника O в нижней ограничивающей плоскости $z=\delta$, источник 2 — отражением источника 1 в верхней плоскости $z=0$, источник 3 — отражением источника 2 в нижней плоскости и т. д. Бесконечный ряд источников $O, 1, 2, 3, \dots$, расположенный по оси OZ , симметричен относительно обеих ограничивающих плоскостей, $z=0$ и $z=\delta$, поэтому суммарный тепловой поток через обе эти плоскости равен нулю, т. е. плоскости не пропускают тепла, как и обусловлено заданием.

Процесс распространения тепла точечного источника мощностью q , перемещающегося со скоростью v по поверхности плоского слоя



Фиг. 61. Схема введения дополнительных источников $1, 2, 3, 4$, попеременно отражающих основной источник O в непроницающих теплоты граничных плоскостях $z=0$ и $z=\delta$



Фиг. 62 Коэффициент m , выражающий отношение температуры верхней ($z=0$) и нижней ($z=d$) поверхностей плоского слоя, нагреваемого точечным источником, перемещающимся по верхней плоскости, к температуре пластины, нагреваемой линейным источником
[см. уравнение (18.2)]

толщиной δ , описывается уравнением

$$T(x, y, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{2q}{c\gamma (4\pi a)^{3/2}} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) \int_0^t \frac{dt''}{t''^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2 t''}{4a} - \frac{R_n^2}{4at''}\right); \quad (18.1)$$

$$R_n^2 = x^2 + y^2 + (z - 2n\delta)^2,$$

представляющим сумму процессов (12.3) распространения тепла бесконечного ряда точечных источников мощностью $2q$ с координатами $(0, 0, 2n\delta)$, где n принимает все целые значения от $-\infty$ до $+\infty$, включая нуль.

Температурное поле предельного состояния процесса получим, полагая в уравнении (18.1) $t = \infty$. Для всей области плоского слоя, лежащей вне оси OZ , температуру предельного состояния удобно выразить произведением температуры (14.2) изолированной пластины толщиной δ , нагреваемой подвижным линейным источником мощностью q , на коэффициент $m(r, z)$, учитывающий сосредоточение источника на верхней поверхности плоского слоя (фиг. 62)

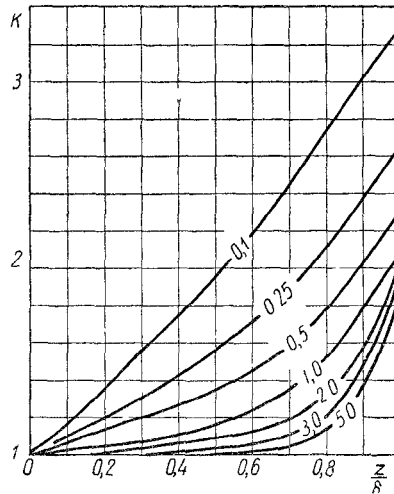
$$T(r, x, z) = m(r, z) \cdot \frac{q}{2\pi i \delta} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) K_0\left(\frac{vr}{2a}\right); \quad (18.2)$$

$$r^2 = x^2 + y^2.$$

На верхней (нагреваемой) плоскости $z=0$ температура выше, а на нижней плоскости $z=\delta$ ниже средних температур, определяемых выражением (14.2) в предположении полного выравнивания по толщине пластины (фиг. 62). С удалением от источника неравномерность распределения температуры по толщине плоского слоя быстро убывает. На расстоянии $r=4\delta$ температура ограничивающих плоскостей отличается от средней температуры (14.2) не более, чем на 5%.

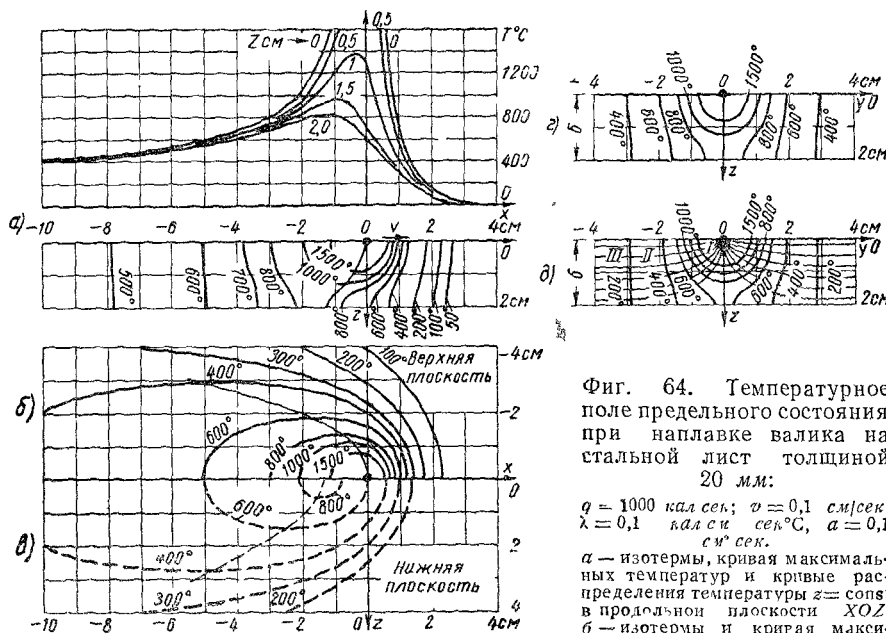
Для оси OZ плоского слоя, проходящей через точечный источник тепла, температуру предельного состояния удобно выразить произведением температуры (13.2) полубесконечного тела, нагреваемого подвижным точечным источником мощностью q , на коэффициент $k(z)$, учитывающий ограниченность тела нижней плоскостью $z=\delta$ (фиг 63) в уравнении (13.2) положено $x=0; y=0, R=z$.

$$T(z, 0) = k(z) \frac{q}{2\pi i z} \exp\left(-\frac{vz}{2a}\right) \quad (18.3)$$



Фиг. 63 Коэффициент k , выражающий отношение температуры оси OZ плоского слоя, нагреваемого точечным источником, находящимся в точке O , к температуре полубесконечного тела, нагреваемого точечным источником [см. уравнение (18.3)].

В точке O верхней (нагреваемой) плоскости $z=0$, коэффициент $k=0$ (фиг. 63), т. е. температура плоского слоя одинакова с температурой полубесконечного тела, причем обе эти температуры по мере приближения к точке O стремятся к бесконечности. По мере удаления в глубь тела температура плоского слоя возрастает в сравнении с тем-



Фиг. 64. Температурное поле предельного состояния при наплавке валика на стальной лист толщиной 20 мм:

$q = 1000$ кал/сек; $v = 0,1$ см/сек, $\lambda = 0,1$ кал/см·сек·°C, $a = 0,1$ см²/сек.

a — изотермы, кривая максимальных температур и кривые распределения температуры $z = \text{const}$ в продольной плоскости XOZ ; b — изотермы и кривая максимальных температур на верхней

(нагреваемой) плоскости $z=0$, c — то же на нижней (ненагреваемой) плоскости $z=\delta$; d — изотермы и линии теплового потока в поперечной плоскости YOZ , z — кривые равных максимальных температур в поперечной плоскости YOZ .

пературой полубесконечного тела, причем тем более, чем меньше критерий $\frac{v\delta}{2a}$. На нижней плоскости $z=\delta$ температура плоского слоя превышает в 2 раза и более температуру точек полубесконечного тела на той же глубине δ .

При наплавке валика на стальной лист толщиной 20 мм можно различить три зоны, отличающиеся характером распространения тепла (фиг. 64, d). В зоне I, непосредственно прилегающей к источнику тепла, распределение температуры в листе мало отличается от распределения в массивном теле (см. фиг. 41). По мере удаления от источника влияние ограниченности тела по толщине сказывается все более заметно на распределении температуры. В зоне II температура листа заметно повышена по сравнению с температурой массивного тела. С удалением от источника тепловой поток отклоняется непронускающей тепла нижней плоскостью листа и температура по толщине выравнивается. В зоне III, удаленной от источника тепла, температура по толщине выравнена и температурное поле

в листе приближается к полю линейного источника в пластине (см. фиг. 43).

Влияние ограниченности размеров изделия по ширине и длине на процесс распространения тепла можно учесть так же, как и влияние ограниченности по глубине, введением дополнительных источников, представляющих отражения основного источника в ограничивающих плоскостях, которые предполагаются непроницаемыми для тепла. Таким способом можно рассчитывать температурные поля в листах различной толщины, в полосах различной ширины и у двугранных прямых углов, ограничивающих массивное тело. Наличие непроницаемых для тепла граничных плоскостей стесняет поток тепла, распространяющийся от источника, и повышает температуру тем больше, чем значительнее стеснен тепловой поток.

Пример. На стальной лист толщиной 20 мм наплавляют валик: мощность источника $q = 1000$ кал/сек; скорость его перемещения $v = 3,6$ м/час $= 0,1$ см/сек; теплофизические коэффициенты приняты округленно: $\lambda = 0,1$ кал/см сек $^{\circ}$ С; $c\gamma = 1,0$ кал/см 3 С; $a = 0,1$ см 2 /сек (фиг. 64). Рассчитать температуру предельного состояния в точках A и B продольной плоскости XOZ , находящихся на верхней и на нижней плоскостях на расстоянии 20 мм позади источника, и температуру точки C нижней плоскости непосредственно под источником.

Координаты точки A : $x = -2$ см; $y = 0$; $z = 0$; точки B : $x = -2$ см; $y = 0$; $z = 2$ см. Воспользуемся расчетной формулой (18.2). Эти точки находятся на одном перпендикуляре к граничным плоскостям листа, поэтому температура, рассчитанная по схеме пластины с полным выравниванием по толщине [уравнение (14.2)], для точек A и B одинакова и равна

$$T(2, -2) = \frac{1000}{2\pi \cdot 0,1 \cdot 2,0} \exp \left[-\frac{0,1(-2,0)}{2 \cdot 0,1} \right] \cdot K_0 \left(\frac{0,1 \cdot 2,0}{2 \cdot 0,1} \right) = 800 e^1 K_0(1) = 915^{\circ}.$$

Коэффициенты $m(r, z)$ выберем по графику фиг. 62 для значений критерия

$$\frac{v\delta}{2a} = \frac{0,1 \cdot 2,0}{2 \cdot 0,1} = 1 \quad \text{и} \quad \frac{r}{\delta} = \frac{2,0}{2,0} = 1.$$

Для точки A по кривой $\frac{v\delta}{2a} = 1$ в верхней части графика ($z = 0$) $m(2,0) = 1,13$;

для точки B по кривой $\frac{v\delta}{2a} = 1$ в нижней части графика ($z = \delta$) $m(2;2) = 0,89$.

Температура точки A верхней плоскости (фиг. 64, $a, б$)

$$T(2; -2,0) = 1,13 \cdot 915 = 1030^{\circ}.$$

Температура точки B нижней плоскости (фиг. 64, $a, в$)

$$T(2, -2,2) = 0,89 \cdot 915 = 815^{\circ}.$$

На расстоянии 2 см позади источника разность температур по толщине листа составляет $1030 - 815 = 215^{\circ}$.

Для расчета температуры точки C с координатами $x = 0$; $y = 0$; $z = 2$ см воспользуемся формулой (18.3). Коэффициент $k(2)$ выберем по графику фиг. 63. По кривой с пометкой $\frac{v\delta}{2a} = 1$ находим для $\frac{z}{\delta} = 1$ $k(2) = 2,10$. Температура точки C (фиг. 64, $a, в, д$)

$$\begin{aligned} T(2; 0) &= 2,10 \cdot \frac{1000}{2\pi \cdot 0,1 \cdot 2,0} \exp \left(-\frac{0,1 \cdot 2,0}{2 \cdot 0,1} \right) = \\ &= 2,10 \cdot 800 \cdot e^{-1} = 2,10 \cdot 800 \cdot 0,368 = 615^{\circ}. \end{aligned}$$

§ 19. ПРИМЕР РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТАЛЛА ПРИ ДУГОВОЙ СВАРКЕ

Листы толщиной 3 мм из малоуглеродистой стали сваривают встык. По выбранному режиму сварки требуется: 1) построить температурное поле предельного состояния; 2) найти распределение максимальных температур в зависимости от расстояния от оси шва; 3) определить изменение температуры в заданной точке A в процессе сварки.

Режим сварки. Листы толщиной 3 мм варят встык без скоса кромок при зазоре между листами 1 мм. Пусть применены электроды диаметром 3 мм с тонким стабилизирующим покрытием и с коэффициентом наплавки $a_n = 8$ г/а час. Задан ток—80 а, и напряжение дуги 16 в. Тогда необходимая площадь наплавки с учетом усиления (высотой 1,25 мм и основанием 5,0 мм) будет равна

$$F_n = 3 \cdot 1 + 0,75 \cdot 5,0 \cdot 1,25 = 3 + 4,7 = 7,7 \text{ мм}^2.$$

Скорость сварки определится из соотношения

$$v = \frac{a_n I}{3600 \gamma F_n} = \frac{8 \cdot 80}{3600 \cdot 7,65 \cdot 0,077} = 0,3 \text{ см/сек} = 11 \text{ м/час.}$$

Задавшись эффективным к. п. д дуги $\eta_u = 0,70$, определим эффективную тепловую мощность дуги

$$q = 0,24 \eta_u UI = 0,24 \cdot 0,70 \cdot 16 \cdot 80 = 217 \text{ кал/сек.}$$

Температурное поле предельного состояния. Для построения температурного поля предельного состояния, соответствующего выбранному режиму сварки, используем схему мощного быстродвижущегося линейного источника в пластине с теплоотдачей (§ 15).

Расчетные значения коэффициентов теплофизических свойств выберем для средней температуры процесса $T_{cp} = 500^\circ$ (§ 4) коэффициент теплопроводности $\lambda = 0,10$ кал/см сек $^\circ$ C; теплоемкость $c = 0,16$ кал/г $^\circ$ C, удельный вес $\gamma = 7,8$ г/см 3 , (принимая, что γ не зависит от T , так как расчет ведется по размерам ненагретого изделия, тогда объемная теплоемкость $c_v = 0,16 \cdot 7,8 = 1,25$ кал/см 3 $^\circ$ C, коэффициент поверхностной теплоотдачи $\alpha = 8 \cdot 10^{-4}$ кал/см 2 сек $^\circ$ C, коэффициент температуропроводности $a = \frac{\lambda}{c\gamma} = \frac{0,10}{1,25} = 0,08$ кал/см 2 , коэффициент теплоотдачи $b = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta} = \frac{2 \cdot 8 \cdot 10^{-4}}{1,25 \cdot 0,3} = 4,27 \cdot 10^{-3}$ 1/сек.

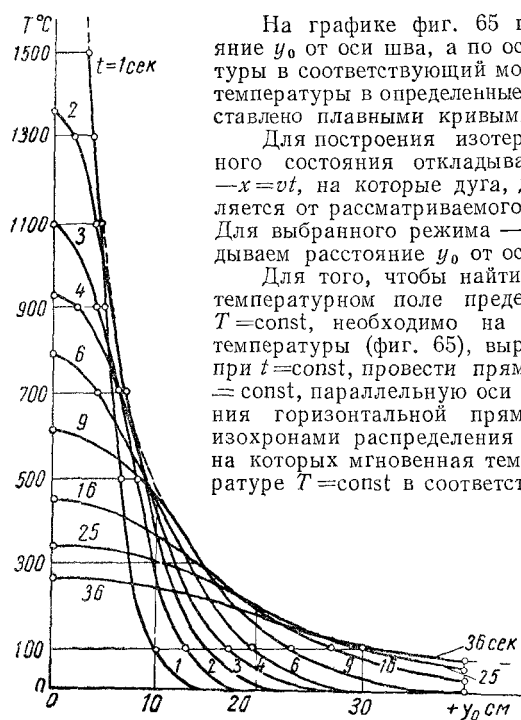
Подставляя эти значения в уравнение (15.2), получим

$$\begin{aligned} T(y_0, t) &= \frac{217}{0,3 \cdot 0,3 \sqrt{4 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 1,25}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left(-0,00427 t - \frac{y_0^2}{4 \cdot 0,08 t}\right) = \\ &= 1925 \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left(-0,00427 t - 3,13 \cdot \frac{y_0^2}{t}\right). \end{aligned} \quad (19.1)$$

Построим кривые распределения температуры поперек шва в зависимости от расстояния y_0 от оси шва от 0 до 5,0 см для моментов времени t от 1 до 36 сек после прохождения центра дуги через данное сечение. Результаты расчета температуры по формуле (19.1) сведены в табл. 3.

Таблица 3

t в сек	y_0 в см													
	0	0,2	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0	1,1	1,3	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
1	—	1690	1440	880	412	153	84	21	—	—	—	—	—	—
2	1350	—	1180	912	—	—	285	—	—	37	2,5	—	—	—
3	1090	—	1005	832	—	—	367	—	—	92	14	—	—	—
4	925	—	883	780	—	—	—	368	254	164	42	1	—	—
6	780	—	740	666	—	—	444	—	—	224	85	—	—	—
9	610	—	—	556	—	—	—	—	345	284	154	27	2,5	—
16	460	—	—	427	—	408	370	—	—	292	—	205	77	3,4
25	346	—	—	334	—	—	304	—	—	209	—	113	41,5	15
36	274	—	—	—	—	—	251	—	—	194	—	126	68	31



Фиг. 65. К примеру расчета температуры при сварке встык листов 3 мм; кривые распределения температуры по оси OY в разные моменты времени.

На графике фиг. 65 по оси абсцисс отложено расстояние y_0 от оси шва, а по оси ординат — расчетные температуры в соответствующий момент времени t . Распределение температуры в определенные моменты времени $t = \text{const}$ представлено плавными кривыми — изохронами температуры.

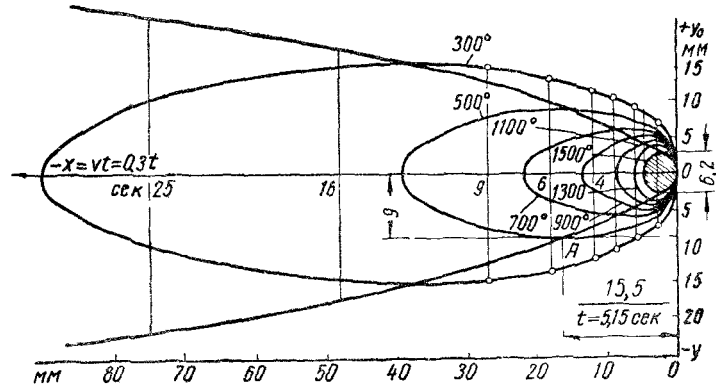
Для построения изотерм температурного поля предельного состояния откладываем на оси абсцисс расстояния $-x = vt$, на которые дуга, движущаяся со скоростью v , удаляется от рассматриваемого сечения за время t (фиг. 66). Для выбранного режима $-x = 0,3t$. По оси ординат откладываем расстояние y_0 от оси шва.

Для того, чтобы найти координаты точек, лежащих в температурном поле предельного состояния на изотерме $T = \text{const}$, необходимо на графике изохрон распределения температуры (фиг. 65), выражающих зависимость $T = T(y_0)$ при $t = \text{const}$, провести прямую постоянной температуры $T = \text{const}$, параллельную оси абсцисс. Абсциссы точек пересечения горизонтальной прямой постоянной температуры с изохронами распределения температур дают расстояния y_0 , на которых мгновенная температура равна заданной температуре $T = \text{const}$ в соответствующие моменты времени t .

Так, например, для нанесения на график температурного поля изотермы $T = 900^\circ$ проводим на графике фиг. 65 прямую $T = 900^\circ$, которая пересекается с изохроной распределения температуры в момент $t = 4$ сек. на расстоянии $y_{04} = 0,2$ см, с изохроной $t = 3$ сек. на расстоянии $y_{03} = 0,4$ сек., с изохроной $t = 1$ сек., на расстоянии $y_{01} = 0,5$ см и с изохроной $t = 2$ сек. на расстоянии $y_{02} = 0,51$ см. На графике температурного поля (фиг. 66) по оси абсцисс наносим точки, отстоящие от начала координат O соответственно на расстояниях $-x_1 = 0,3t = 0,3$ см; $0,6$ см, $0,9$ см и $1,2$ см. В этих точках проводим прямые, па-

ра- (продолжение текста из предыдущего блока)

параллельные оси ординат, на которых откладываем по обе стороны отрезки, равные соответственно $y_{01}=0,5$ см, $y_{02}=0,51$ см, $y_{03}=0,4$ см и $y_{04}=0,2$ см. Концы этих отрезков соединяем плавной кривой, которая и изображает изотерму $T=900^\circ$. Аналогичным способом строят и остальные изотермы температурного поля предельного состояния



Фиг. 66. К примеру расчета температуры при сварке встык листов толщиной 3 мм,

мощность дуги $q = 217$ кал/сек, скорость сварки $v = 0,3$ см/сек, температурное поле предельного состояния (изотермы и кривая максимальных температур).

Распределение максимальных температур. Подставляя значения выбранного режима в уравнение (16 6) максимальных температур для быстро движущегося линейного источника в тонкой пластине, получим

$$T_m(y_0) = \frac{0,484 \cdot 217}{0,3 \cdot 1,25 \cdot 0,3 \cdot 2y_0} \left(1 - \frac{0,00427 y_0^2}{2 \cdot 0,08} \right) = \frac{468}{y_0} - 13 y_0; \quad (19 2)$$

по результатам расчета, приведенным ниже, построена кривая распределения максимальных температур (фиг. 65).

y_0 см	0,3	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
$T_m(y_0)$ °С	1520	930	455	293	208	121	65	29

Кривая распределения максимальных температур (изображенная пунктиром) является огибающей изохрон, т. е. кривых мгновенного распределения температуры (изображенных сплошными линиями).

Уравнение геометрического места точек с максимальными температурами в координатах XU находим из условия максимума температуры при сварке листов встык (16 5), подставляя числовые данные, получим

$$\frac{y_0^2}{4 \cdot 0,08t} = \frac{1}{2} + 0,00427t; \quad y_0 = \pm \sqrt{0,16 + 0,00137 t^2} \quad (19 3)$$

По результатам расчета, приведенным ниже, построена кривая максимальных температур в подвижном температурном поле XOY (фиг. 66)

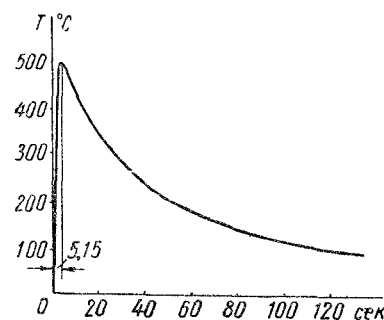
<i>t</i> сек	1	2	4	9	16	25	26	49
<i>y</i> ₀ см	0,402	0,314	0,912	1,25	1,7	2,2	2,74	3,34

Эту кривую можно построить и графически. Для этого к каждой изотерме температурного поля проводим касательные, параллельные оси OX. Точки касания соединяем плавной кривой, которая представляет геометрическое место точек с максимальными температурами на поверхности листов XOY.

Термический цикл в точке А Для расчета изменения температуры в точке А, находящейся на расстоянии *y*₀=0,9 см от оси шва, в уравнение (19.1) распространения тепла при выбранном режиме сварки листов подставляем расстояние *y*₀ точки А

$$T(0,9, t) = 1925 \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left(-0,00427 t - 3,13 \frac{0,9^2}{t}\right) = 1925 \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left(-0,00427 t - \frac{2,6}{t}\right). \quad (19.4)$$

По результатам расчета, приведенным ниже, построена кривая изменения температуры в точке А в зависимости от времени, прошедшего после пересечения центром дуги поперечного сечения, в котором находится точка А (фиг. 67).



Фиг. 67. К примеру расчета температуры при сварке встык листов толщиной δ=3 мм. изменение температуры в точке А на расстоянии *y*₀=0,9 см от оси шва.

<i>t</i> сек	1	2	3	5	9	16	36	64	144
<i>T</i> °С	142	366	467	499	462	382	256	175	84

Время *t*_м наступления максимальной температуры в точке А, равной 500° определяется из условия максимума температуры (16.5)

$$\frac{y_0^2}{4at_m} = \frac{1}{2} + bt_m; \text{ откуда } t_m = \frac{-2a \pm \sqrt{4a^2 - 16aby_0^2}}{8ab}, \quad (19.5)$$

$$t_m = \frac{-2 \cdot 0,08 \pm \sqrt{4 \cdot 0,08^2 - 16 \cdot 0,08 \cdot 4,27 \cdot 10^{-3} \cdot 0,9^2}}{8 \cdot 0,08 \cdot 4,27 \cdot 10^{-3}} = 5,15 \text{ сек,}$$

за это время центр дуги успеет удалиться от сечения, в котором находится точка А, на расстояние $-x = vt_m = 0,3 \cdot 5,15 = 1,55 \text{ см.}$

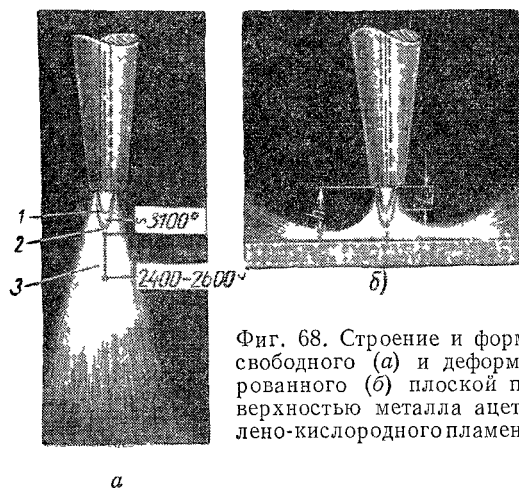
РАСЧЕТЫ НАГРЕВА МЕТАЛЛА ГАЗОВЫМ ПЛАМЕНЕМ

§ 20. ПЛАМЯ ПРОСТОЙ ГОРЕЛКИ КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА

Ацетилено-кислородное пламя. Процессы горения газов всесторонне исследованы учеными советской школы акад. Н. Н. Семенова. Нормальное ацетилено-кислородное пламя состоит из внутреннего ядра 1, средней зоны (зоны воспламенения) 2 и наружного факела (зона догорания) (фиг. 68). Внутреннее ядро и средняя зона пламени соответствуют двум последовательным стадиям процесса пирогенного разложения ацетилена в равновесии с кислородом. Во внутреннем ядре горючая смесь находится в стадии тепловой и химической

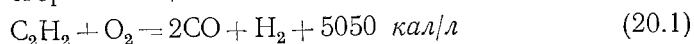
подготовки к воспламенению, время пребывания в которой часто называют периодом индукции. Внутреннее ядро пламени 1 окружено тонким раскаленным слоем свободного углерода в виде мельчайших частиц (диаметром около 0,3 м), выделяющихся в процессе пирогенного разложения.

В средней зоне пламени 2 начинается активное воздействие кислорода на продукты пирогенного разложения. Окислительный



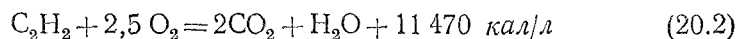
Фиг. 68. Строение и форма свободного (а) и деформированного (б) плоской поверхностью металла ацетилено-кислородного пламени.

процесс ускоряет разложение и приводит к образованию конечных продуктов в виде смеси СО и Н₂. Это ускорение процесса пирогенного разложения соответствует моменту воспламенения смеси. Уравнение неполного сгорания ацетилена



описывает разность между начальным и конечным состояниями процесса пирогенного разложения ацетилена в равновесии с кислородом. Ацетилен разлагается с образованием водорода, а углерод сгорает в окись.

В факеле горючие газы, образующиеся в результате частичного сгорания по реакции (20.1), догорают, соединяясь с кислородом воздуха; водород образует водяной пар, а окись углерода — углекислый газ. Уравнение полного сгорания ацетилена



описывает разность между начальным и конечным состояниями всего процесса горения в целом. Здесь $11\,470 \text{ кал/л}$ — низшая теплотворная способность ацетилена; из этого количества тепла около 5050 кал/л , т. е. около 44% выделяется в средней зоне, а остальные 56% — в факеле.

Максимальная температура пламени достигается в средней зоне на оси пламени вблизи края ядра и составляет около 3100° (Н. Н. Клебанов). По мере удаления от ядра и от оси пламени температура падает и примерно в середине факела свободного пламени составляет $2400\text{—}2600^\circ$. Другие горючие газы выделяют меньшее количество тепла в средней зоне и обладают меньшей температурой пламени и поэтому значительно реже применяются для сварки и обработки металлов.

Теоретическое соотношение кислорода и ацетилена в смеси, определяемое по реакции (20.1), равно 1, но практически в горелку подают смесь при соотношении (для нормального пламени) $\text{O}_2/\text{C}_2\text{H}_2 = 1,15\text{—}1,20$.

Размеры пламени возрастают с увеличением расхода горючей смеси (см. ниже фиг. 70). При одном и том же расходе газов, оцениваемом при нормальном составе смеси расходом ацетилена, размеры пламени зависят от скорости истечения смеси из сопла. Для стандартного наконечника № 3 при расходе ацетилена $V_{\text{C}_2\text{H}_2} = 400 \text{ л/час}$ и давлении кислорода $P_{\text{O}_2} = 3 \text{ атм}$ длина ядра L с увеличением диаметра d выходного отверстия от 1,3 до 2,2 мм уменьшается почти вдвое (см. ниже фиг. 72). При оценке тепловых свойств пламени необходимо учитывать, что при эксплуатации горелок диаметры сопел могут увеличиваться по мере их разработки, следовательно, при постоянном расходе горючего может изменяться скорость истечения, а с ней и длина ядра.

Газовое пламя является весьма гибким и разнообразно применяемым источником тепла для сварки и термической обработки металла. Применяя сложные (многопламенные) горелки, тепло газового пламени можно распределять по заданным участкам поверхности изделия. Средства же воздействия на характер распределения тепла сварочной дуги мало разработаны.

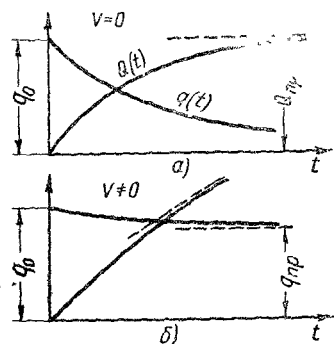
Теплообмен между пламенем и нагреваемой поверхностью. Металл обычно нагревают средней восстановительной зоной пламени. Расстояние от сопла до поверхности изделия выбирают равным от $1,2L$ до $1,5L$, где L — длина ядра пламени, с тем, чтобы наиболее нагретая зона пламени соприкасалась с нагреваемой поверхностью. Характер обтекания нагреваемой поверхности потоком горячих газов и обусловленное им тепловое воздействие пламени зависит от геометрической формы поверхности изделия (фиг. 68, б). Вследствие растека-

ния газового потока пламя нагревает значительную по размерам область поверхности изделия.

Дуга прямого действия выделяет значительную долю тепла непосредственно на поверхности металла — в активном пятне, анодном или катодном (§ 9). Газовое пламя нагревает поверхность металла посредством вынужденного конвективного и лучистого теплообмена (§ 2). Вынужденный конвективный теплообмен обусловлен неизотермическим потоком газа, вытекающего из сопла под давлением и перемещающегося со скоростью, измеряемой десятками и сотнями метров в секунду. Интенсивность теплового потока вынужденного конвективного теплообмена чрезвычайно высока, но для ее расчета мы не располагаем надежными данными.

Нагрев металла газовым пламенем обусловлен теплообменом между горячими газами пламени и омываемым ими участком поверхности нагреваемого тела. Поэтому пламя является местным поверхностным теплообменным источником тепла.

Изменение теплосодержания тела при нагреве пламенем. Пусть определенный участок поверхности металлического изделия



Фиг. 69. Изменение теплосодержания пластины Q и эффективной мощности пламени q при нагреве неподвижным (а) и поступательно перемещающимся пламенем (б).

нагревается неподвижным газовым пламенем произвольной формы. Для упрощения рассуждений положим, что вне участка, нагреваемого пламенем, поверхность тела не пропускает тепла. Теплосодержание $Q(t)$ изделия в процессе нагрева неподвижным пламенем, измеряемое в калориметре, с увеличением времени нагрева повышается, но неравномерно (фиг. 69, а). В начале процесса, когда нагреваемый участок поверхности металла еще холоден, теплосодержание изделия нарастает наиболее быстро. По мере повышения температуры нагреваемой поверхности нарастание теплосодержания изделия замедляется. Процесс теплообмена между пламенем и нагреваемой поверхностью тела стремится

к предельному состоянию равновесия, когда температура в любой точке тела остается постоянной. При нагреве тонких стальных листов ацетилено-кислородным пламенем предельное состояние нагрева практически не достигается. Неравномерность изменения теплосодержания в основном обусловлена теплообменной природой нагрева металла газовым пламенем. Интенсивность процессов вынужденной конвекции и лучистого теплообмена зависит не только от температуры пламени, но и от температуры нагреваемой поверхности. Чем больше разность этих температур, тем выше мгновенная эффективная мощность пламени $q(t)$, т. е. количество тепла, вводимое пламенем в металл за единицу времени. Поэтому по мере повышения температуры нагреваемой по-

верхности мгновенная эффективная мощность пламени падает, стремясь к нулю, а теплосодержание нагреваемого тела стремится к предельному значению Q_{np} (фиг. 69, а). Очевидно, что при непронускающей тепла поверхности изделия мгновенная эффективная мощность пламени есть предел отношения приращения теплосодержания ΔQ к соответствующему промежутку времени Δt при $\Delta t \rightarrow 0$

$$q(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{dQ}{dt}.$$

Начальной эффективной мощностью пламени q_0 кал/сек назовем начальное значение мгновенной эффективной мощности в момент $t=0$, когда нагреваемый участок поверхности изделия еще холоден, т. е. когда его температура не отличается от температуры всей массы металла изделия, находящегося в тепловом равновесии с окружающими телами. Этот измеритель процесса нагрева металла неподвижным пламенем, характеризующий эффективность пламени, как источника тепла, не зависит от изменяющейся в процессе нагрева температуры нагреваемого участка.

Теперь предположим, что поверхность тела нагревается подвижным пламенем, перемещающимся равномерно и прямолинейно по нагреваемой поверхности. В этом случае теплосодержание повышается не так неравномерно, как при нагреве неподвижным пламенем (фиг. 69, б). В теплообмен с перемещающимся пламенем все время вступают сравнительно холодные участки поверхности металла, в то время как нагретая область остается позади пламени и выключается из теплообмена с пламенем. В предельном состоянии нагрева подвижное температурное поле перемещается по нагреваемой поверхности металла вместе с пламенем, и интенсивность теплообмена в каждой точке подвижного нагреваемого участка со временем больше не изменяется. Поэтому эффективная мощность пламени в предельном состоянии нагрева остается постоянной, $q_{np} = \text{const}$, а теплосодержание тела возрастает линейно (фиг. 69, б). Чем выше скорость перемещения пламени, тем раньше наступает предельное состояние нагрева и тем меньше разница между предельным и начальными значениями эффективной мощности пламени.

Для расчета процессов нагрева подвижным пламенем основной характеристикой является предельное значение эффективной мощности q_{np} кал/сек, которое в этом случае будем называть эффективной мощностью и обозначать буквой q без индекса.

Эффективная мощность ацетилено-кислородного пламени. Основным параметром, влияющим на эффективную мощность пламени является расход горючей смеси, обычно оцениваемой при постоянном ее составе расходом ацетилена $V_{C_2H_2}$ л/час (фиг. 70). С увеличением расхода ацетилена (т. е. номера наконечника горелки) эффективная мощность пламени возрастает, но не пропорционально расходу горючего. С увеличением расхода ацетилена от 150 до 2600 л/час (наконечники СУ № 1—№ 7) эффективная мощность возрастает с 350 до 2200 кал/сек (фиг. 70, а).

Эффективный к. п. д. процесса нагрева металла газовым пламенем представляет отношение эффективной мощности пламени q к

полной мощности пламени $q_{\text{низш.}}$, соответствующей низшей теплотворной способности горючего

$$\eta_u = \frac{q}{q_{\text{низш.}}} \quad (20.3)$$

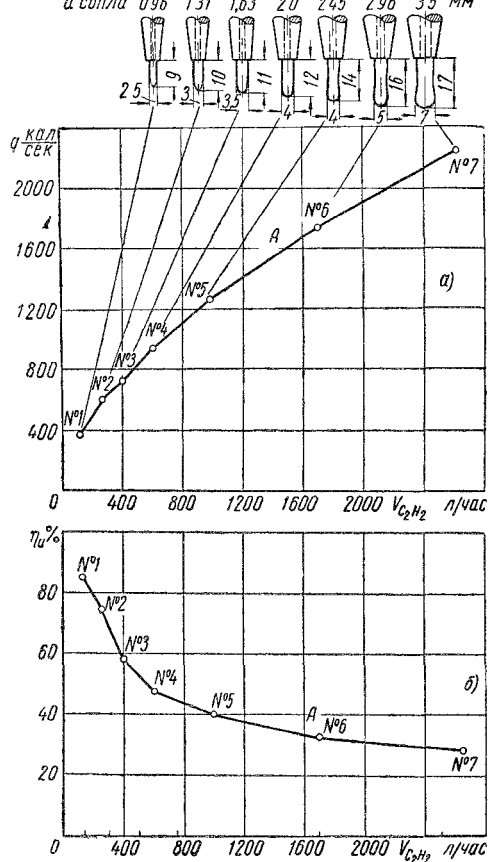
При низшей теплотворной способности единицы объема ацетилена, равной 11 470 кал/л,

№ наконечника	1	2	3	4	5	6	7
Расход C_2H_2	140	250	400	615	1010	1700	2630 л/час
d сопла	0,96	1,31	1,63	2,0	2,45	2,96	3,5 мм

$$q_{\text{низш.}} = \frac{11470 V_{C_2H_2}}{3600} = 3,2 V_{C_2H_2} \quad (20.4)$$

тогда эффективный к. п. д. выразится

$$\eta_u = \frac{q}{3,2 V_{C_2H_2}} \quad (20.5)$$



Фиг. 70. Эффективная мощность пламени (а) и эффективный к. п. д. (б) процесса нагрева металла в зависимости от расхода ацетилена (номера наконечника горелки). Опыты автора и М. Х. Шоршорова.

Условия опытов: угол наклона оси пламени к поверхности металла $\varphi = 90^\circ$, расстояние h от сопла до поверхности металла равно длине ядра пламени L , соотношение кислорода и ацетилена в смеси по объему $O_2/C_2H_2 = 1,0$, средняя скорость истечения смеси из сопла изменялась с увеличением номера наконечника от 108 до 152 м/сек, скорость перемещения пламени $v = 500$ мм/мин, образцы из малоуглеродистой стали размером $110 \times 50 \times 6$ мм.

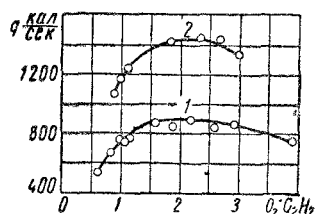
Эффективный к. п. д. предельного состояния процесса нагрева металла пламенем подвижной горелки уменьшается с увеличением расхода горючего от 85% при наконечнике № 1 до 27% при наконечнике № 7 (фиг. 70, б). Такое снижение эффективности нагрева металла пламенем объясняется изменением условий горения пламени и его теплообмена с поверхностью металла.

Более эффективен нагрев пламенем при малом расходе горючего, т. е. при малых номерах наконечников, так как при этом пламя омывает менее нагретый металл. Нагрев пламенем при больших номерах наконечников менее эффективен также и потому, что с увеличением расхода ацетилена размеры пламени возрастают, а условия подсоса воздуха ухудшаются. Чем больше диаметр сопла, а следовательно, и расход смеси, тем меньше отношение подсосанного потока воздуха к основному потоку горючей смеси и тем ниже степень

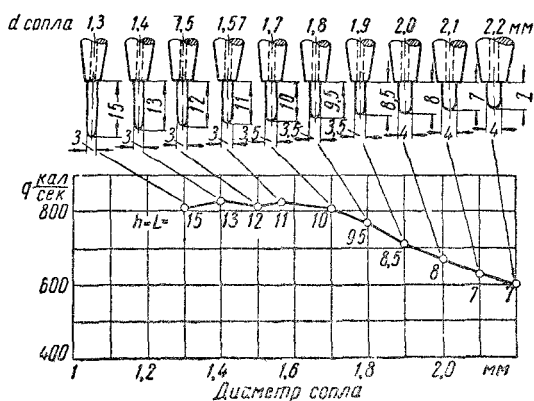
полноты его сгорания в сечении пламени, расположенном на данном расстоянии от вершины ядра. Продукты неполного сгорания ацетилена догорают при этом в более отдаленных областях факела, что, естественно, рассредоточивает тепловой поток. Рассеивание тепловой энергии пламени увеличивается также и за счет потерь с отходящими газами.

Влияние различных параметров на эффективную мощность пламени:

а) Соотношение кислорода и ацетилена в смеси, т. е. характер пламени (фиг. 71). Наибольшая эффективная мощность достигается при соотношениях $O_2/C_2H_2 = 2,0 \div 2,4$ и превышает на 20—25% эффективную мощность нормального пламени при соотношениях $O_2/C_2H_2 = 1,15 \div 1,2$.



Фиг. 71. Эффективная мощность пламени в зависимости от соотношения O_2/C_2H_2 кислорода и ацетилена в горючей смеси для наконечников №№ 1 и 2 при расходе ацетилена 400 (1) и 800 л/час (2) и при постоянной средней скорости истечения смеси 115 и 130 м/сек. Остальные условия опытов — см. фиг. 70.



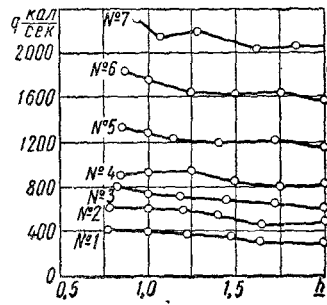
Фиг. 72. Эффективная мощность пламени и длина ядра в зависимости от диаметра d сопла мундштука при постоянном расходе ацетилена 400 л/час (наконечник № 3). Остальные условия опытов — см. фиг. 70.

б) Скорость истечения смеси. С увеличением диаметра d выходного отверстия наконечника с 1,5 до 2,2 мм, т. е. с уменьшением скорости истечения смеси в 2 раза эффективная мощность пламени при постоянном расходе 400 л/час уменьшается на 25% (фиг. 72).

в) Расстояние конца наконечника от поверхности металла. С увеличением расстояния h , отнесенного к длине ядра пламени L , от 0,7—0,9 до 2 эффективная мощность пламени наконечников № 1—7 уменьшается на 10—20% (фиг. 73).

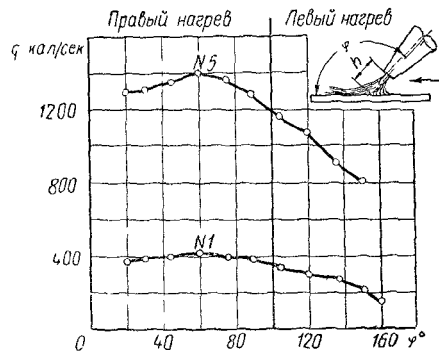
г) Угол наклона горелки. При постоянном расстоянии h от наконечника горелки до нагреваемой поверхности наибольшая эффективная мощность соответствует углу наклона $\varphi = 60^\circ$ (фиг. 74). С увеличением угла φ эффективная мощность падает значительно быстрее, чем при уменьшении этого угла. При движении горелки углом вперед эффективная мощность пламени выше, так как

наиболее эффективная средняя зона пламени перемещается по менее нагретому металлу.



Фиг. 73. Эффективная мощность пламени в зависимости от отношения расстояния h сопла мундштука до поверхности образца к длине L ядра пламени для наконечников № 1—7.

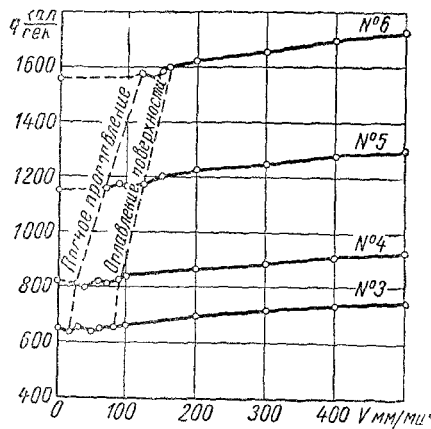
Условия опытов—см. фиг. 70.



Фиг. 74. Эффективная мощность пламени в зависимости от угла φ наклона оси пламени к поверхности образца для наконечников № 1 и 5.

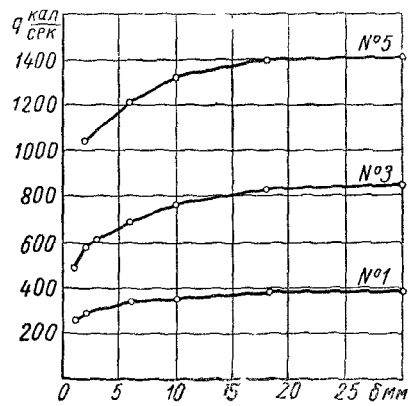
Условия опытов—см. фиг. 70.

д) Скорость перемещения пламени. Эффективная мощность пламени при нагреве стальных листов толщиной 6 мм



Фиг. 75. Эффективная мощность пламени наконечников № 3—6 в зависимости от скорости v перемещения горелки.

Условия опытов: $h = 5.4 L$; $O_2 : C_2H_2 = 1.15$; $\varphi = 90^\circ$, остальные условия—см. фиг. 70.



Фиг. 76. Эффективная мощность пламени наконечников № 1, 3 и 5 в зависимости от толщины металла δ .

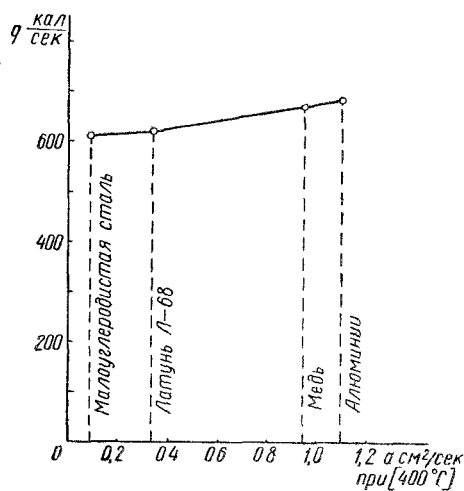
Условия опытов: $h = 5.4 L$; $O_2 : C_2H_2 = 1.0$; $\varphi = 90^\circ$; остальные условия—см. фиг. 70.

возрастает на 10—15% с увеличением скорости перемещения горелки от 0 до 500 мм/мин (фиг. 75). Чем быстрее движется горелка, тем более холодный металл нагревается пламенем; поэтому эффективность нагрева возрастает. Чем тоньше металл, тем резче

сказывается влияние скорости перемещения на эффективной мощности пламени.

е) Толщина нагреваемого металла. Эффективная мощность пламени возрастает (фиг. 76) с увеличением толщины металла, причем наиболее резко — в пределах толщин стальных листов от 1 до 16 мм. Так, при толщине листа 16 мм эффективная мощность пламени на 30—40% выше мощности при толщине листа 1 мм. При дальнейшем увеличении толщины листа от 16 до 30 мм эффективная мощность пламени возрастает весьма незначительно (на 2—3%). Возрастание эффективной мощности пламени с увеличением толщины металла объясняется уменьшением поверхностной температуры образца вследствие увеличения оттока тепла от нагреваемой поверхности в массу металла. Чем тоньше металл, тем быстрее он нагревается и тем ниже поэтому эффективная мощность пламени при установившемся состоянии нагрева.

ж) Теплофизические свойства металла. Эффективная мощность пламени при нагреве образцов из стали, латуни, меди и алюминия несколько возрастает с увеличением коэффициента температуропроводности металла (фиг. 77). Так, при нагреве образцов из малоуглеродистой



Фиг. 77. Эффективная мощность пламени наконечника № 3 (400 л/час ацетилена) при нагреве стали, меди, латуни и алюминия в зависимости от значения их коэффициента температуропроводности при 400°. Условия опытов: $h = 5,4$ $L = 13$ мм, $O_2 \cdot CH = 1,15$, $\varphi = 90^\circ$, $v = 350$ мм/мин, диаметр образцов $110 \times 50 \times 3$ мм.

стали ($a=0,09$ см²/сек) эффективная мощность пламени наконечника № 3 составляет 610 кал/сек, а при нагреве образцов из алюминия ($a=1,1$ см²/сек.) — 685 кал/сек, т. е. при увеличении коэффициента температуропроводности в 12 раз эффективная мощность пламени возрастает всего лишь на 12%. Возрастание эффективной мощности пламени с увеличением коэффициента температуропроводности металла объясняется уменьшением температуры нагреваемой поверхности за счет более интенсивного отвода тепла металлом образца.

Эффективная мощность пламени при данном расходе смеси и при обычных условиях нагрева остается более или менее постоянной, но может значительно отклоняться при изменении условий режима. Эффективная мощность зависит в основном от расхода горючего. Поэтому при опытах нужно особенно тщательно учитывать расход ацетилена и кислорода

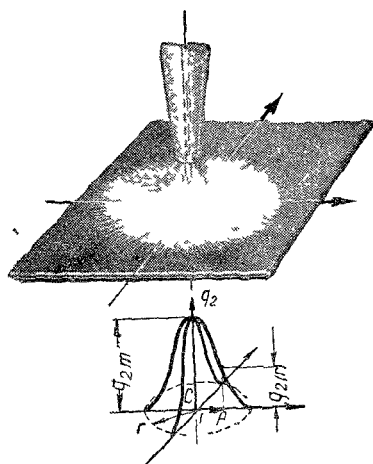
§ 21. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПЛАМЕНИ ПРОСТОЙ ГОРЕЛКИ

Удельный тепловой поток пламени. Нагреваемый газовым пламенем участок поверхности изделия будем называть пятном нагрева. Пятно нагрева пламенем простой горелки с осью, перпендикулярной нагреваемой плоскости, практически ограничено окружностью с центром на оси пламени (фиг. 78). Вводимое пламенем в металл тепло распределено по пятну нагрева весьма неравномерно.

Удельный тепловой поток пламени q_2 кал/см² сек есть предел отношения количества тепла Δq , вводимого пламенем за единицу времени через площадку ΔF поверхности металла при

$$\Delta F \rightarrow 0, \text{ т. е. } q_2 = \lim_{\Delta F \rightarrow 0} \frac{\Delta q_2}{\Delta F} = \frac{dq_2}{dF}.$$

Распределение удельного q_2 теплового потока пламени выражается его зависимостью от координат, связанных с нагреваемой поверхностью. При нагреве плоскости пламенем простой горелки с осью, перпендикулярной нагреваемой плоскости, удельный тепловой поток симметричного (кругового) пламени зависит только от расстояния r от оси пламени, $q_2 = q_2(r)$. На оси пламени удельный тепловой поток $q_{2,m}$ максимален, а с удалением от оси пламени убывает, стремясь к нулю на границе пятна нагрева (фиг. 78). Удельный тепловой поток определяют из опытов по измерению температуры нагреваемого металла.



Фиг. 78 Распределение удельного теплового потока q_2 пламени сварочной горелки по радиусу r пятна нагрева металла при угле наклона 90° .

Рассмотрим, как распределена температура пламени по площади пятна. Здесь имеется в виду эффективная температура струй горячего газа, соприкасающихся с нагреваемой поверхностью. На оси пламени температура наиболее высока и достигает в средней зоне 3100° (см. § 20). По мере удаления от центра к периферии факела температура падает вследствие отдачи тепла нагреваемой поверхности, а также вследствие подсоса воздуха.

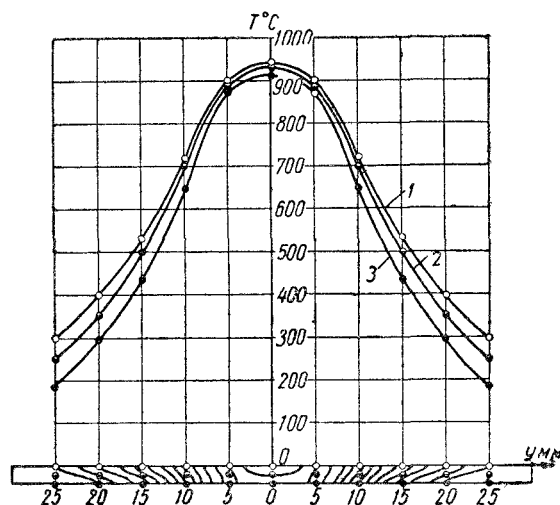
По пятну нагрева пламенем простой горелки температура пламени распределена симметрично относительно центра пятна $T_n \approx T_n(r)$

Удельный тепловой поток пламени в любой точке пятна обусловлен совместным действием вынужденного конвективного и лучистого теплообмена. Однако роль лучистого теплообмена по сравнению с конвективным невелика: лучистый теплообмен передает не более 5—10% от общего теплового потока.

Удельный тепловой поток вынужденного конвективного теплооб-

мена тем выше, чем выше температура пламени T_n , чем ниже температура пятна T и чем выше касательная скорость струи горячего газа, омывающей пятно. Эта скорость убывает от центра к периферии вследствие радиального растекания струй горячего газа, а также и вследствие отклонения струй от нагреваемой поверхности. Поэтому удельный тепловой поток вынужденного конвективного теплообмена должен быстро убывать от центра к периферии.

Распределение удельного теплового потока пламени устанавливают опытом по измерению температуры в тонких металлических



Фиг. 79. Распределение температуры в сечении тонкого листа поперек оси перемещения быстро движущегося пламени. Автор и М. Х. Шоршоров. Условия опыта толщина образца 2 мм, сталь ЭЯ1-Т, наконечник № 6 угол наклона пламени $\varphi = 90^\circ$, скорость перемещения $v = 800$ мм/мин, эффективная мощность $q = 1100$ кал/сек, соотношение кислорода и ацетилена в газовой смеси $O_2 : C_2H_2 = 1,0$,
1 — верхняя поверхность, 2 — середина толщины образца, 3 — нижняя поверхность.

листах, нагреваемых быстро движущимся пламенем. Распределение удельного теплового потока пламени можно приблизительно считать пропорциональным распределению температуры в поперечном сечении листа в момент, когда температура на оси перемещения пламени достигает максимума.

В зоне, нагреваемой центральной частью пламени, удельный тепловой поток высок, и температуры верхней, средней и нижней плоскостей листа почти одинаковы (фиг. 79). По мере удаления от оси пламени удельный тепловой поток уменьшается, а относительная разность температур между верхней и нижней плоскостями пластины возрастает.

Пламя, как нормально-круговой источник тепла. Предположим, что удельный тепловой поток пламени пропорционален мгновен-

ным температурам средней плоскости пластины. Температура средней плоскости убывает по мере удаления от оси перемещения пламени по закону, близкому к закону нормального распределения (кривой вероятности Гаусса). На основании этого можно приближенно считать, что удельный тепловой поток q_2 газового пламени (индекс 2 означает двухмерность распределения) распределен нормально по радиусу r пятна нагрева (фиг. 78)

$$q_2(r) = q_{2m} \cdot e^{-kr^2}; \quad (21.1)$$

здесь $q_2(r)$ — удельный тепловой поток пламени в любой точке A нагреваемой поверхности в $\text{кал}/\text{см}^2 \text{сек}$;
 q_{2m} — наибольший удельный тепловой поток на оси пламени в точке C в $\text{кал}/\text{см}^2 \text{сек}$;
 r — радиальное расстояние данной точки A от оси пламени в см ;
 k — коэффициент, характеризующий форму кривой нормального распределения в см^{-2} .

Газовое пламя простой горелки с осью, перпендикулярной плоской нагреваемой поверхности, можно рассматривать как источник тепла, распределенный нормально по площади, практически ограниченной окружностью. Такой источник [уравнение (21.1)] будем в дальнейшем называть нормально-круговым.

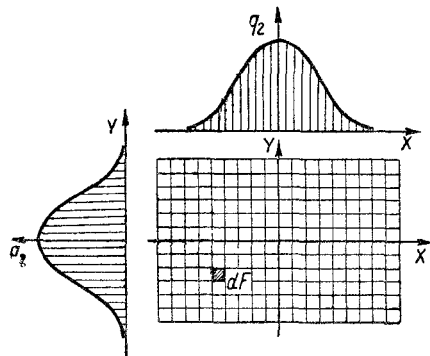
Значения q_{2m} и k подбирают так, чтобы нормальное распределение по радиусу, выражаемое уравнением (21.1) приближалось наилучшим образом к распределению температуры, полученному из опытов. Опыты этого типа довольно трудоемки; проще определять параметры распределения удельного теплового потока по кривым термического цикла различных точек нагреваемого листа.

Установим связь между законом нормального распределения [уравнение (21.1)] и эффективной мощностью пламени q . При одной и той же общей мощности q удельный тепловой поток $q_2(r)$ пламени может быть распределен различно. Пусть удельный тепловой поток распределен по нагреваемой поверхности по некоторому закону $q_2(x, y)$. Чтобы определить полную тепловую мощность q источника, распределенного по площади F , разобьем всю поверхность F на элементы dF и просуммируем количества тепла $q_2(x, y) dF$, приходящиеся на элементы площади dF (фиг. 80). Интегрирование распространим на всю поверхность F , тогда тепловая мощность источника

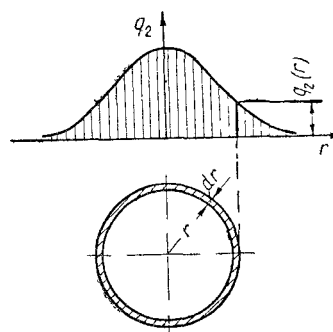
$$q = \int_F q_2(x, y) dF. \quad (21.2)$$

При нагреве газовым пламенем, ось которого перпендикулярна нагреваемой плоскости, тепловой поток $q_2(r)$ распределен симметрично относительно оси пламени [уравнение (21.1)]. Рассмотрим кольцевой элемент с радиусом r и шириной dr (фиг. 81). Удельный тепловой поток $q_2(r)$ остается постоянным по всей площади этого элементарного кольца. Через кольцевой элемент площади вводится

тепло $q_2(r) \cdot 2\pi r dr$. Интегрировать нужно по всей площади, занятой источником. Кривая нормального распределения асимптотически приближается к оси абсцисс и теоретически сливается с ней лишь в бесконечности, но ее ординаты убывают настолько быстро, что тепловое воздействие нормально-кругового источника практически



Фиг. 80. К суммированию количеств тепла, приходящихся на элементы площади dF нагреваемой поверхности.



Фиг. 81. К суммированию количеств тепла, приходящихся на кольцевые элементы $2\pi r dr$ нагреваемой поверхности.

сходит на нет на конечном расстоянии от оси. Кривая нормального распределения практически сливается с осью абсцисс на конечных расстояниях от оси ординат (фиг. 81). Интегрирование в пределах от $r=0$ до $r=\infty$ не вносит поэтому существенного изменения в расчет общей мощности q источника с конечными размерами пятна нагрева

$$q = \int_0^{\infty} q_2(r) \cdot 2\pi r dr. \quad (21.3)$$

Подставим в уравнение (21.3) закон (21.1) нормального распределения удельного теплового потока $q_2(r)$

$$q = \int_0^{\infty} q_{2m} e^{-kr^2} \cdot 2\pi r dr \quad (a)$$

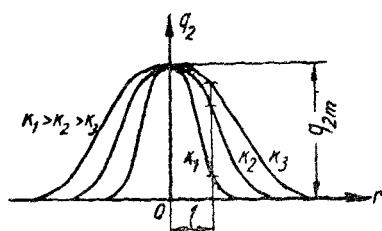
и применим подстановку $kr^2 = u$, тогда $2krdr = du$

$$q = \frac{1}{k} q_{2m} \cdot \pi \int_0^{\infty} e^{-u} \cdot du = -\frac{1}{k} q_{2m} \cdot \pi \Big|_0^{\infty} e^{-u};$$

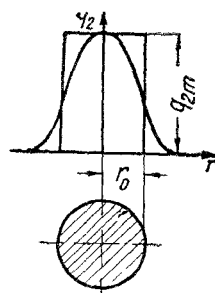
$$q = \frac{\pi}{k} q_{2m}. \quad (21.4)$$

Так устанавливается связь между общей эффективной мощностью q нормально-кругового источника и параметрами нормального рас-

предела удельного теплового потока q_{2m} и k . Параметры k и q_{2m} , которыми мы располагаем для описания закона распределения удельного теплового потока, связаны соотношением (21.4) с эффективной мощностью q и должны подбираться с учетом этого соотношения. Из калориметрических опытов определяют эффективную мощность q , а затем из термических опытов — один из параметров, обычно k . Другой параметр q_{2m} находят из соотношения (21.4).



Фиг. 82. Распределение удельного теплового потока по радиусу r пятна нагрева, характеризующееся одинаковыми наибольшими значениями q_{2m} и различными коэффициентами сосредоточенности, $k_1 > k_2 > k_3$.



Фиг. 83. Нормально-круговое распределение удельного теплового потока источника с коэффициентом сосредоточенности k и эквивалентное ему по мощности равномерное распределение по площади круга радиуса r_0 .

Коэффициент k характеризует остроту кривой нормального распределения. Так, например, удельный тепловой поток q_2 на заданном расстоянии $r=1$, $q_2(1) = q_{2m} \cdot e^{-k}$ тем меньше, чем больше k (фиг. 82). Чем больше коэффициент k , тем быстрее убывают ординаты кривой, тем круче кривая и тем более ее ординаты сосредоточены у оси симметрии. Поэтому коэффициент k будем называть коэффициентом сосредоточенности удельного теплового потока газового пламени (нормально-кругового источника тепла).

Для оценки коэффициента сосредоточенности введем фиктивный источник с той же мощностью q , что и заданный нормальный [уравнение (21.1)], но распределенный равномерно по пятну радиуса r_0 с удельным тепловым потоком, равным наибольшему удельному тепловому потоку q_{2m} нормального источника. Эффективная мощность q выражается объемом, ограниченным поверхностью удельного теплового потока $q_2(r)$. Построим равновеликий цилиндр с объемом q и с ординатой q_{2m} (фиг. 83).

Объем цилиндра

$$q = \pi r_0^2 q_{2m}, \quad (6)$$

отсюда

$$r_0^2 = \frac{q}{\pi q_{2m}}. \quad (7)$$

Сравнивая (в) с выражением (21.4), получим

$$r_0^2 = \frac{1}{k}, \quad r_0 = \frac{1}{\sqrt{k}}, \quad (21.5)$$

т. е. чем больше коэффициент сосредоточенности k , тем меньше радиус r_0 эквивалентного цилиндра.

Данные, полученные из термических и калориметрических опытов автора и М. Х. Шоршорова с пламенами простых горелок со стандартными наконечниками СУ при соотношении $O_2:C_2H_2=1$ и скорости перемещения 500 мм/мин, приведены в табл. 4.

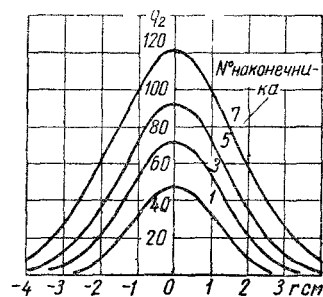
Таблица 4

Тепловые характеристики сварочного ацетилено-кислородного пламени простой горелки

Наконечник горелки СУ №	Расход ацетилена л час	Эффективная мощность пламени q кал/сек	Эффективный к.п.д. η_n %	Коэффициент сосредоточенности удельного теплового потока пламени k л с м ²	Наибольший удельный тепловой поток q_{2m} кал см ² сек	Условный диаметр пятна нагрева d_n мм	Постоянная времени при нагреве стали t_0 сек. см. (24.1)
1	140	380	85	0,39	47	55	8
2	250	600	74	0,35	67	58	9
3	400	720	57	0,31	72	62	10
4	600	920	47	0,28	82	66	11
5	1000	1270	40	0,23	93	72	14
6	1700	1750	32	0,20	111	77	15
7	2600	2250	27	0,17	122	84	19

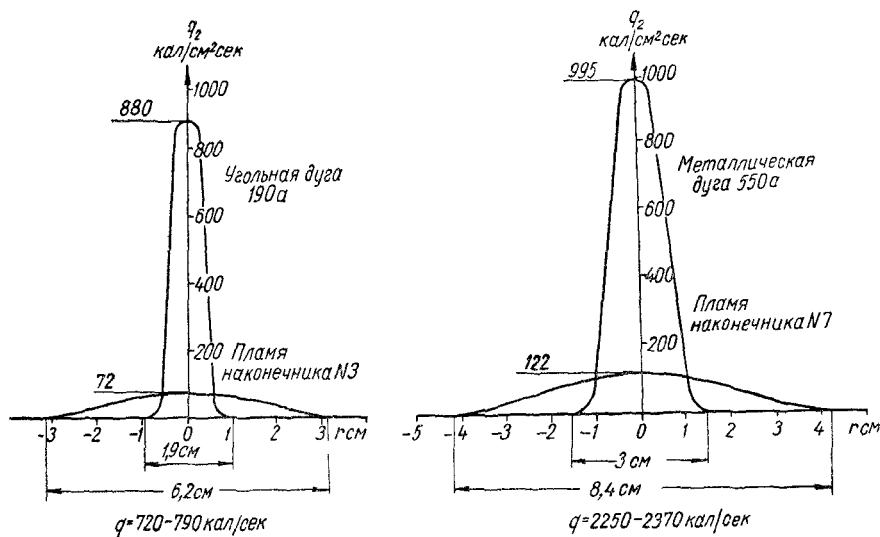
С увеличением номера наконечника наибольший удельный тепловой поток растет, но не пропорционально расходу газа. Пятна нагрева при этом расширяются, так как коэффициенты сосредоточенности убывают (фиг. 84).

Сравнение тепловых характеристик дуги и газового пламени. Сравним наибольшие значения удельного теплового потока и условные диаметры пятен нагрева дуги и газового пламени одинаковой мощности. Угольная поверхностная дуга постоянного тока прямой полярности при токе $I=190a$ характеризуется эффективной мощностью 790 кал/сек и наибольшим тепловым потоком 880 кал/см² сек (фиг. 85). Близкое к ней по эффективной мощности (720 кал/сек) пламя горелки с наконечником № 3 развивает наибольший тепловой поток на оси пламени 72 кал/см²сек, т. е. почти в 12 раз меньший, чем при нагреве угольной



Фиг. 84. Распределение удельного теплового потока q_2 пламени при различных номерах наконечников (расходах ацетилена).

дугой (фиг. 85). Условный диаметр d_n пятна нагрева пламенем, рассчитанный по выражению (9.3), превышает условный диаметр нагрева дугой $\frac{62}{19} \approx 3,3$ раза. Металлическая открытая дуга переменного тока при токе 550 а, близкая по эффективной мощности $q=2370$ кал/сек к пламени горелки с наконечником № 7 ($q=2250$ кал/сек), развивает в $\frac{995}{122} = 8$ раз больший удельный тепловой поток при отношении условных диаметров пятен нагрева,



Фиг. 85. Сравнительное распределение удельного теплового потока q_2 дуги и пламени, близких по эффективной мощности q :

a — угольная дуга, поперечная, постоянного тока, прямой полярности, $I=190$ а; $U=32$ в (табл. 1); пламя горелки с наконечником № 3; $V_{C_2H_2}=400$ л/час (табл. 4); *б* — металлическая дуга, поперечная, переменного тока, $I=550$ а, $U=37,5$ в (табл. 1) и пламя горелки с наконечником № 7; $V_{C_2H_2}=2600$ л/час (табл. 4).

равном $\frac{84}{30} = 2,8$. Эти цифры, основанные на небольшом числе опытов с быстро движущимися дугами, являются предварительными.

§ 22. ПЛАМЕНА СЛОЖНЫХ ГОРЕЛОК

Одним из существенных достоинств нагрева металла газовым пламенем является возможность гибко регулировать очертание и размеры пламени. Такое регулирование дает возможность распределять тепло по нужным участкам поверхности металла. Для этого применяют сложные горелки, отличающиеся от простых либо сложным очертанием выходного отверстия сопла (горелки кольцевые и щелевые), либо количеством сопел (горелки многопламенные или много-сопловые).

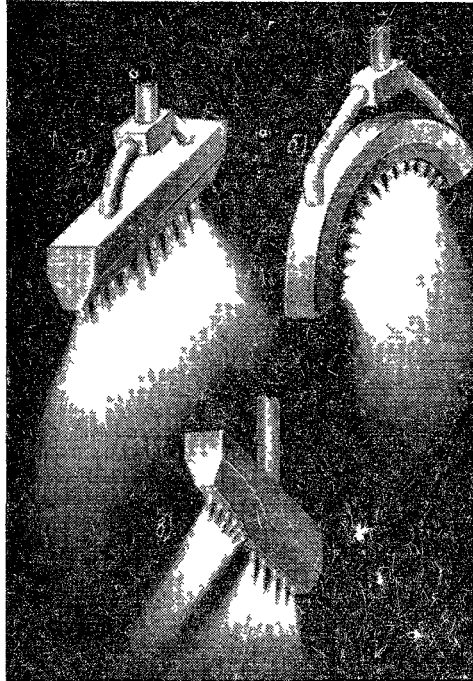
При конструировании сложных горелок их рабочую поверхность, в которой расположены выходные отверстия сопел, очерчивают обычно так, чтобы отверстия всех сопел находились на одинаковом расстоянии от нагреваемой поверхности изделия. Поэтому в зависимости от типа нагреваемой поверхности изделия рабочие поверхности сложных горелок выбирают плоскими, цилиндрическими или фигурными (фиг. 86). Сопла на рабочей поверхности многопламенных горелок располагают в линию или рядами.

Кольцевые и щелевые горелки дают сплошное пламя, форма которого соответствует очертанию выходного отверстия сопла (фиг. 87,а). Многосопловые горелки дают ряд отдельных пламен, ядра которых резко отделены, а факелы практически сливаются, (фиг. 87,б). Чем чаще расположены сопла и чем дальше от рабочей поверхности горелки находится нагреваемая поверхность изделия, тем равномернее распределяется по ней тепловой поток многопламенной горелки.

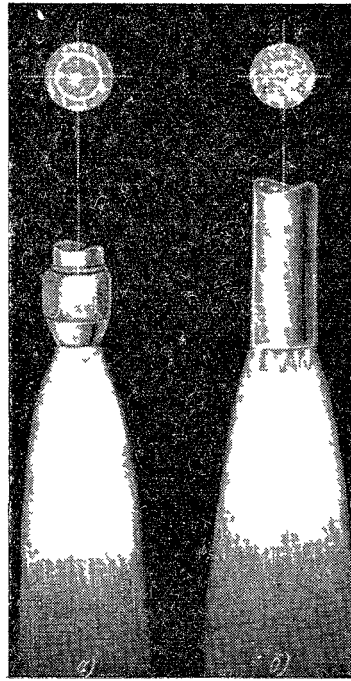
Линейная многопламенная горелка. На плоской рабочей поверхности горелки расположены по прямой линии n простых сопел с диаметром d мм выходного отверстия. При шаге сопел f мм рабочая длина горелки равна $l = nf$ мм (фиг. 88, а). При расходе горючего каждым отдельным соплом V' л/час, общий расход горючего всей горелкой составляет $V = nV'$ л/час, а линейный расход, т. е. отнесенный к единице рабочей длины горелки, составляет $\frac{V}{l} = \frac{V'}{f}$ л/мм-час.

Пламя многопламенной горелки нельзя рассматривать, как сумму отдельных пламен сопел. Ввиду близкого расположения сопел пламя каждого отдельного сопла искажается влиянием соседних пламен. Встречаясь с нагреваемой поверхностью, газовый поток распространяется преимущественно в направлениях, параллельных нагреваемой плоскости, но, сталкиваясь с потоками соседних пламен, отклоняется в направлении OY , перпендикулярном оси линейной горелки (фиг. 88,б). В линейной многопламенной горелке пламя отдельного сопла суживается в направлении OX оси горелки и ограничивается плоскостями, перпендикулярными оси OX и делящими пополам расстояния между центрами соседних сопел, но зато значительно расширяется в поперечном направлении OY в сравнении с пламенем такого же сопла простой горелки (фиг. 88, в). Пламена крайних сопел линейной горелки под действием потока соседних внутренних пламен несколько отклоняются в направлении изнутри наружу (фиг. 88, а и б). Чем ближе к выходному отверстию сопла, тем меньше отклоняется газовый поток, поэтому ядра пламен остаются практически неискаженными.

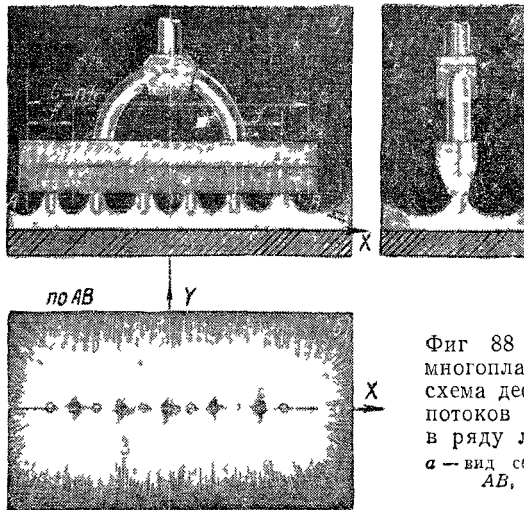
Эффективная мощность пламени линейной горелки. Эффективная мощность простой горелки зависит от расхода горючей смеси, соотношения ее состава, скорости ее истечения, расстояния конца выходного отверстия сопла от нагреваемой поверхности, угла наклона оси к нагреваемой поверхности, скорости перемещения горелки и от толщины нагреваемого металла (§ 20). Эффективная мощность линейной многопламенной горелки зависит также и от шага сопел f .



Фиг. 86. Типы однорядных многопламенных горелок.
a — линейная (с плоской рабочей поверхностью),
б — кольцевая (с цилиндрической рабочей поверхностью), *в* — фигурная.



Фиг. 87 Кольцевые горелки:
 щелевая (*a*) и многосопловая (*б*)



Фиг. 88 Пламя линейной многопламенной горелки, схема деформации газовых потоков отдельных пламен в ряду линейной горелки
a — вид сбоку *б* — разрез по АВ, *в* — вид с торца.

При эффективной мощности многопламенной линейной горелки с n соплами равной q кал/сек эффективная мощность каждого сопла составляет $q' = \frac{q}{n}$ кал/сек, а линейная эффективная мощность q_1 , отнесенная к единице длины горелки, равна $q_1 = \frac{q}{l} = \frac{q'}{f}$ кал/мм сек. Эффективный к. п. д. процесса нагрева металла пламенем линейной многопламенной горелки, определяемый выражением (20.3), для ацетилено-кислородного пламени выразится согласно (21.4)

$$\eta_u = \frac{q}{3,2V} = \frac{q_1 l}{3,2V} = \frac{q' n}{3,2V} \quad (22.1)$$

Показатели эффективности процесса нагрева листов стали Я1-Т толщиной 1,5 мм многопламенными горелками, полученные из обработки калориметрических опытов автора и М. Х. Шоршорова приведены в табл. 5.

Таблица 5

Эффективная мощность пламени линейной горелки

Типо-размер паяльника	№ сопла и его диаметр мм	Шаг сопла f мм	Расход ацетилена		Эффективная мощность		Эффективный к. п. д. η_u %
			соплом V л/час	линейный V_1 л/см час	сопла q' кал/сек	линейная q_1 кал/см сек	
А	0—0,75	4	75	188	71	178	29,7
Б	0—0,75	6	75	125	79	132	33,2
В	1—1,0	8	150	188	132	164	27,4
Г	1—1,0	12	150	125	151	126	31,7

При одном и том же номере сопла общая эффективная мощность пламени тем ниже, чем меньше шаг сопел. Так, например, эффективный к. п. д. сопла № 1 с расходом ацетилена 140—150 л/час равен 85 %, если это сопло работает, как одиночное, в простой горелке (табл. 4). Эффективный к. п. д. пламени такого же сопла в линейной горелке падает до 32 % при шаге 12 мм и до 27 % при шаге 6 мм (табл. 5).

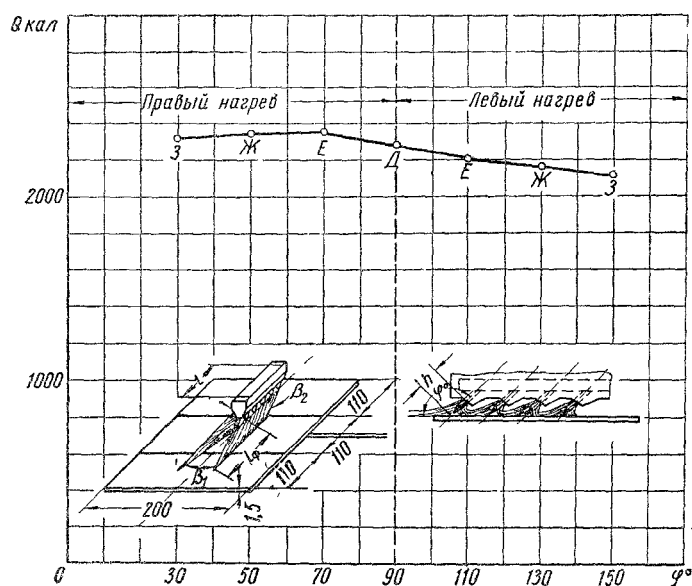
Уменьшение шага сопел снижает эффективную мощность, так как при сближении сопел затрудняется подсос воздуха и возможно уменьшается степень полноты сгорания ацетилена.

Один и тот же линейный расход горючей смеси многопламенной горелкой можно осуществить крупными соплами с большим шагом или мелкими соплами с малым шагом. Оказывается, что при заданном линейном расходе горючего более высокой эффективностью обладает пламя горелки с часто расположенными мелкими соплами.

По данным табл. 5 при линейном расходе ацетилена 188 л/см час пламя горелки с соплами № 0 и шагом 4 мм развивает эффективную линейную мощность 178 кал/см сек, а пламя горелки с соплами № 1 и шагом 8 мм—164 кал/см сек, т. е. на 8 % меньше. В табл. 5 ис-

следованные типо-размеры наконечников *A*, *B*, *Б*, и *Г*, условно обозначающие сочетание № сопел и их шага, расположены по убывающим значениям эффективной линейной мощности q_1 .

С увеличением линейного расхода горючего эффективная линейная мощность пламени линейной многопламенной горелки возрастает, а эффективный к. п. д. пламени снижается. При заданном линейном расходе горючего рассредоточение расхода по длине горелки (т. е. применение мелких часто расположенных сопел) повышает как эф-



Фиг. 89. Теплосодержание Q образца из стали ЭЯ1-Т размером $200 \times 110 \times 1,5$ мм после окончания нагрева пламенем линейной многопламенной горелки в зависимости от угла φ наклона сопел к поверхности образца; по данным калориметрических опытов М. Х. Шоршорова.

Условия опытов: скорость перемещения $v = 232$ м/час; состав смеси $O_2: C_2H_2 = 1,0$; расход ацетилена — 1500 л/час.

фективную мощность, так и эффективный к. п. д. пламени. Таким образом, эффективную линейную мощность многопламенной горелки можно регулировать в широких пределах.

Увеличение угла φ наклона сопел линейной многопламенной горелки к поверхности металла от 30° до 150° , т. е. переход от правого нагрева к левому, снижает эффективную мощность пламени (фиг. 89, б). При правом нагреве увеличение угла φ от 30° до 90° практически не изменяет теплосодержание калориметрического образца. При левом нагреве увеличение угла φ от 90° до 150° уменьшает теплосодержание образца на 15%.

Эффективная мощность пламени линейных многопламенных горелок изменяется в зависимости от угла наклона сопел таким же об-

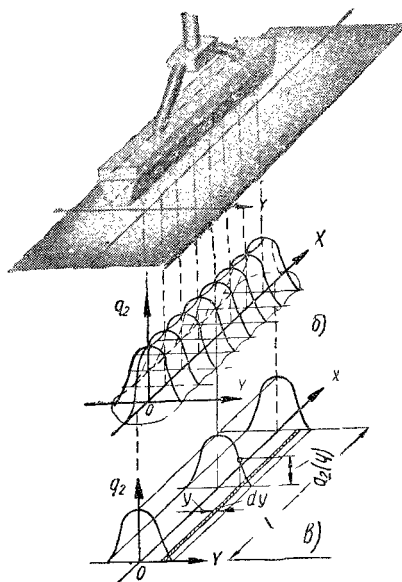
разом и в основном от тех же причин, что и эффективная мощность одиночного пламени простой сварочной горелки (§ 20). При нагреве многопламенными горелками эффективная мощность изменяется менее резко вследствие значительно меньшего влияния факела пламени. Действительно, отношение длины l_{ϕ} факела при наклонных соплах к длине l многопламенной горелки (фиг. 89, б) в 10—15 раз меньше отношения длины факела пламени наклонной простой горелки к длине участка наиболее эффективной (средней) зоны пламени под ядром.

Распределение удельного теплового потока пламени линейной горелки. При нагреве плоской поверхности металла пламенем линейной многопламенной горелки удельный тепловой поток q_2 распределен в направлении OX оси горелки несколько неравномерно (фиг. 90, а и б). На оси каждого сопла удельный тепловой поток несколько выше, чем на середине расстояния между соплами. Эта неравномерность, обычно не превышающая 10—15% на оси горелки, т. е. непосредственно под ядрами, уменьшается по мере удаления от оси горелки, т. е. в области, занятой факелом пламени. Продольную неравномерность распределения удельного теплового потока необходимо учитывать лишь при наиболее точных расчетах, связанных с поверхностной закалкой при поперечном перемещении линейной однорядной многопламенной горелки с большим шагом между соплами. Для многих практических расчетов, особенно для расчетов нагрева при продольном перемещении линейной горелки, можно пренебрегать продольной неравномерностью и считать, что удельный тепловой поток многопламенной горелки распределен по ее длине равномерно.

В направлении OY , перпендикулярном оси горелки, распределение удельного теплового потока можно с достаточной для практических расчетов точностью описать законом нормального распределения. Тогда в пределах рабочей длины горелки можно представить распределение удельного теплового потока линейной горелки выражением

$$q_2(x, y) = q_{2m} \cdot e^{-ky^2}; \quad 0 \leq x \leq l; \quad (22.2)$$

9*



Фиг. 90. Распределение удельного теплового потока по пятну нагрева металла пламенем линейной горелки:

а — линейная многопламенная горелка; б — действительное распределение удельного теплового потока q_2 ; в — схема нормально-полового источника тепла ограниченной длины l .

здесь q_{2m} кал/см²сек — наибольший удельный тепловой поток, принимаемый одинаковым по всей длине оси горелки;

$q_2(x, y)$ кал/см²сек — удельный тепловой поток в любой точке с координатами x, y в пределах рабочей длины горелки, т. е. при $0 \leq x \leq l$;

k 1/см² — коэффициент сосредоточенности удельного теплового потока пламени линейной горелки.

Выражение (22.2) не учитывает краевого эффекта пламени, т. е. теплового воздействия пламени крайних сопел вне рабочей длины горелки l (фиг. 88, а). Чем длиннее горелка, тем меньше относительное влияние краевого эффекта. Для практических расчетов при числе сопел $n > 10$ краевым эффектом можно пренебрегать.

Пламя линейной многопламенной горелки будем рассматривать в соответствии с выражением (22.2) как источник тепла, распределенный нормально по короткой стороне полосы на поверхности нагреваемого металла и распределенный равномерно по ее длинной стороне (фиг. 90, в). Такой источник будем называть нормально-полосовым ограниченной длины.

Для установления связи между законом (22.2) распределения нормально-полосового источника и его полной эффективной мощностью q , разобьем всю площадь, занятую источником, на элементы длиной l и шириной dy и подсчитаем количество тепла $q_2 l dy$, приходящееся в единицу времени на любой элемент площади (фиг. 90, в). Сумма таких элементарных количеств тепла, распространенная на всю площадь, занятую нормально-полосовым источником, будет равна эффективной мощности источника

$$q = \int_{-\infty}^{+\infty} q_2(x, y) l dy; \quad (22.3)$$

здесь интегрирование распространено в пределах от $y = +\infty$ до $y = -\infty$, так как в соответствии с соображениями § 21 замена конечных пределов реального источника бесконечными не вносит существенного изменения в расчет мощности нормально-распределенного источника.

Подставим в уравнение (22.3) закон нормального распределения интенсивности теплового потока источника (22.2), тогда

$$q = \int_{-\infty}^{+\infty} q_{2m} e^{-ky^2} l dy. \quad (a)$$

Применим подстановку $ky^2 = z^2$; $\sqrt{k}y = z$; $\sqrt{k}dy = dz$;

$$q = \frac{q_{2m} l}{\sqrt{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} dz. \quad (б)$$

Определенный интеграл в выражении (б), представляющий площадь кривой нормального распределения, как известно, равен $\sqrt{\pi}$, тогда

$$q = \sqrt{\pi} \frac{q_{2m} l}{\sqrt{k}}. \quad (22.4)$$

Разделив обе части выражения (22.4) на l , получим

$$q_1 = \sqrt{\pi} \frac{q_{2m}}{\sqrt{k}}. \quad (22.5)$$

Линейная эффективная мощность нормально-полосового источника q_1 связана соотношением (22.5) с наибольшим удельным тепловым потоком q_{2m} и с коэффициентом сосредоточенности k . Это соотношение аналогично соотношению (21.4) для нормально-кругового источника, но отличается от него степенью коэффициента k ($1/2$ вместо 1) и численным коэффициентом ($\sqrt{\pi}$ вместо π). В этом находит отражение тот факт, что нормально-круговой источник (21.1) распределен нормально по двум координатным осям, а нормально-полосовой источник (22.2) — только по одной оси.

Выражения (22.4) или (22.5) дают возможность вычислять наибольший удельный тепловой поток q_{2m} по определяемой из калориметрических опытов эффективной мощности q и по найденному из термических опытов коэффициенту сосредоточенности k . Ориентировочные данные о коэффициентах, характеризующих распределение теплового потока пламени линейных многопламенных горелок с наконечниками типо-размеров *A*, *B* и *Б* (табл. 5) по данным автора и М. Х. Шоршорова, приведены в табл. 6.

Таблица 6

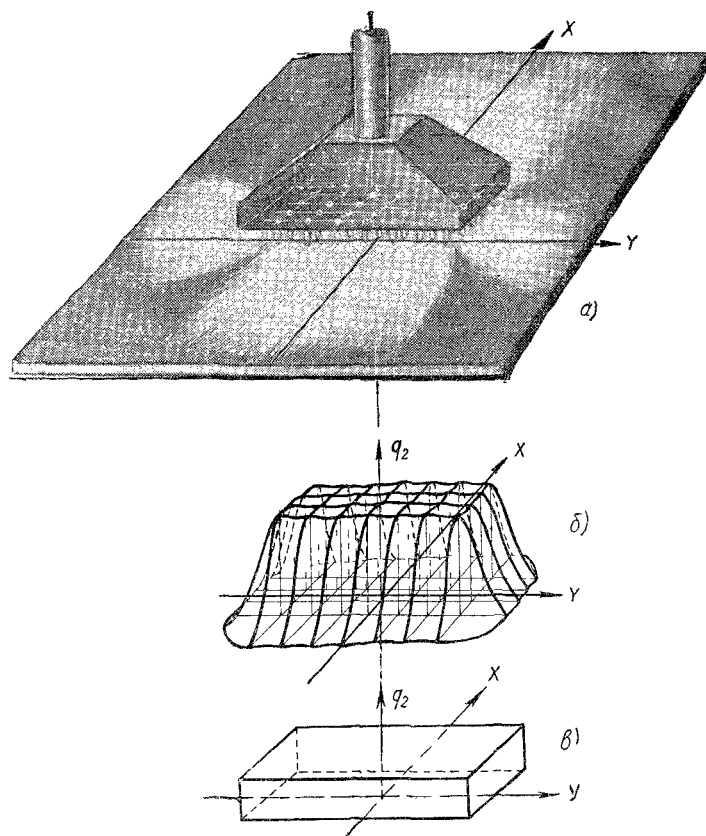
Характеристики распределения интенсивности теплового потока пламени линейных горелок

Типо-размер наконечника	Коэффициент сосредоточенности k 1/см ²	Постоянная времени при нагреве стали t_0 сек	Наибольший удельный тепловой поток пламени q_{2m} ккал/см ² сек	Коэффициент теплообмена пламени $\alpha_{пл}$ ккал/см ² сек °С
<i>A</i>	0,48	6,5	70	} 0,011 0,015
<i>B</i>	0,39	8	58	
<i>Б</i>	0,89	3,5	70	

* Значение постоянной t_0 см. ниже (§ 24)
 ** Значение коэффициента $\alpha_{пл}$ см. ниже (§ 23).

Сравнивая характеристики пламен наконечников типа *A* и *B* с соплами № 0 и различными шагами, мы видим, что с уменьшением шага от 6 до 4 мм пламя значительно рассредоточивается в направлении, поперечном оси горелки (фиг. 90), в то время как наибольший удельный тепловой поток q_{2m} остается практически неизменным. При одинаковом линейном расходе горючего пламя наконечника типа *A* с мелкими соплами и малым шагом (№ 0, $f=4$ мм) характеризуется меньшим значением q_{2m} и большей рассредоточенностью в поперечном направлении в сравнении с пламенем наконечника типа *B* с крупными соплами (№ 1) и большим шагом (6 мм).

Интересно отметить, что наибольший удельный тепловой поток пламени многосопловой линейной горелки с соплами № 0, равный $70 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$, превышает наибольший удельный тепловой поток простых горелок малых номеров и близок к наибольшему удельному тепловому потоку пламени простой горелки с наконечником № 3



Фиг. 91. Распределение удельного теплового потока по пятну нагрева металла пламенем многорядной горелки:
 а — схема пламени многорядной горелки, б — действительное распределение удельного теплового потока q_2 ; б₁ — расчетная схема равномерного распределения удельного теплового потока по условному пятну нагрева.

(табл. 4). Наибольший удельный тепловой поток пламени линейной горелки с соплами № 1 ($58 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$) превышает соответствующий измеритель одиночного сопла № 1 в простой горелке ($47 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$, табл. 4). Эти факты, нуждающиеся ввиду недостаточности опытных данных в дополнительной проверке, все же показывают, что стесненное расположение сопел в линейной горелке может повысить наибольший удельный тепловой поток пламени.

Многорядные горелки. Пламя плоской многорядной горелки сосредоточено в основном непосредственно под рабочей поверхностью

горелки, но ввиду большого расхода газов факел пламени распространяется на большое расстояние от границ рабочей поверхности горелки (фиг. 91, а). Средняя эффективная мощность q_{2cp} , приходящаяся на единицу площади рабочей поверхности горелки, при частом расположении сопел может быть большой, но эффективный к. п. д. процесса нагрева металла пламенем многорядной горелки по мере сближения сопел падает, ввиду уменьшения полноты сгорания, вызванной затрудненным подсосом воздуха

Удельный тепловой поток пламени многорядной горелки распределен несколько неравномерно по поверхности нагреваемого изделия, даже в пределах рабочей поверхности горелки. На оси каждого сопла удельный тепловой поток выше, чем на середине расстояния между соседними соплами. Вне рабочей поверхности горелки удельный тепловой поток падает по мере удаления от границ рабочей поверхности (фиг. 91, б).

Для практических расчетов процесса нагрева металла пламенем многорядной горелки можно считать, что удельный тепловой поток пламени распределен равномерно по площади рабочей поверхности горелки (фиг. 91, в). Важным технологическим преимуществом многорядной горелки в сравнении с простой горелкой является возможность распределить тепловой поток пламени сравнительно равномерно по заданной площади.

§ 23. РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА МЕТАЛЛА ГАЗОВЫМ ПЛАМЕНЕМ

Типы процессов нагрева металла газовым пламенем исключительно разнообразны. При систематизации этих процессов необходимо учитывать назначение нагрева, форму и размеры нагреваемого тела, тип и очертание пламени, длительность его воздействия и характер его перемещения по нагреваемой поверхности.

Целевое назначение нагрева. Газовое пламя применяют для нагрева металла при сварке (плавлением и давлением), поверхностной закалке, пайке, правке и поверхностной очистке металла. Кроме того, газовое пламя применяют как вспомогательный источник тепла для предварительного и сопутствующего местного подогрева при кислородной резке, а также при дуговой сварке.

Задачи нагрева при этих технологических процессах весьма различны. При сварке плавлением необходимо оплавливать свариваемые кромки и поддерживать определенные размеры ванны расплавленного металла. При сварке давлением нужно нагревать свариваемую поверхность до температуры, близкой к температуре плавления, обеспечивая прогрев на определенную глубину до температуры пластического состояния для высадки. При поверхностной закалке прогревают поверхностный слой определенной глубины до закалочной температуры, обеспечивая при этом высокий градиент температуры в глубь металла, с тем чтобы поверхностный слой охладился достаточно быстро. Для пайки и при поверхностной очистке нагревают поверхность металла до заданной температуры, распределение же

температуры в глубину металла менее существенно. Для правки прогревают данный участок металла изделия до температуры пластического состояния. При кислородной резке сначала нагревают заданный участок поверхности металла до температуры воспламенения, а затем поддерживают соответствующим нагревом температуру разрезаемого участка на определенном уровне. Наконец, при дуговой сварке сталей, склонных к образованию трещин, иногда подогревают металл в околошовной зоне пламенем с тем, чтобы замедлить его охлаждение и снизить градиенты температуры.

Схемы нагреваемого тела. В зависимости от формы и размеров изделия и от длительности процесса распространения тепла обычно выбирают, как и при расчете процессов нагрева дугой, одну из следующих основных схем (§ 10, фиг. 31): полубесконечное тело с плоской нагреваемой поверхностью, плоский слой, пластину или стержень. Особенности этих расчетных схем освещены в § 10.

Схемы источника тепла. Газовое пламя является местным поверхностным источником тепла, распределенным неравномерно по пятну нагрева (§ 21 и 22). При расчете процессов нагрева металла газовым пламенем и последующего охлаждения принимают одну из следующих схем распределения удельного теплового потока.

а) Нормально-круговой источник тепла, распределенный нормально [уравнение (21.1)] по радиусу пятна нагрева. Этой схеме соответствует нагрев пламенем простой горелки с осью, перпендикулярной нагреваемой поверхности (фиг. 83, § 21).

б) Нормально-полосовой источник тепла, распределенный нормально по ширине полосы нагрева и распределенный равномерно по ее длине l [уравнение (22.2)]. Этой схеме соответствует нагрев пламенем линейной горелки (многопламенной или щелевой) (фиг. 90, § 22).

в) Источник, распределенный равномерно по заданной площади. Этой схеме соответствует нагрев пламенем плоской многорядной горелки, причем нагреваемую площадь принимают равной рабочей площади горелки (фиг. 91, § 22).

При расчете температуры металла, нагреваемого газовым пламенем, ошибка от замены истинного распределения теплового потока пламени схемой нормального распределения тем меньше, чем больше продолжительность процесса распространения тепла. Процесс распространения тепла от местного источника, распределенного по **о** **и** **з** **в** **о** **л** **ь** **н** **ы** **м** **о** **б** **р** **а** **з** **о** по пятну нагрева, с течением времени асимптотически приближается к процессу распространения тепла от эквивалентного нормально-распределенного источника.

Ошибка от замены истинного несколько неравномерного распределения теплового потока пламени многосопловых горелок (линейных и многорядных) равномерным его распределением тем меньше, чем больше расчетная продолжительность процесса, чем дальше от источника лежат рассматриваемые точки тела и чем больше коэффициент температуропроводности металла.

Длительность действия источника тепла. При расчете процессов распространения тепла при нагреве металла газовым пламенем целе-

сообразно принимать в зависимости от длительности действия источника одну из следующих схем.

а) **Мгновенный источник тепла.** Эта схема описывает процесс распространения тепла, введенного в металл при кратковременном нагреве пламенем. Ошибка от принятия источника мгновенным тем меньше, чем меньше отношение $\frac{\Delta t}{t}$ длительности Δt действия пламени к продолжительности t процесса распространения тепла. Расчеты процессов выравнивания температуры при действии мгновенного источника тепла весьма просты в сравнении с расчетами процессов распространения тепла длительно действующих источников.

б) **Непрерывный источник тепла.** Эта схема описывает процессы нагрева и последующего охлаждения при длительном действии пламени на металл.

Выбор схемы непрерывно-действующего источника тепла зависит от характера перемещения источника (см. ниже). Мощность q непрерывно действующего источника при расчетах принимают постоянной, неизменяющейся за время действия источника. Это предположение достаточно точно соответствует характеру наблюдаемых явлений при предельном состоянии процесса распространения тепла подвижным источником. При нагреве тел неподвижным пламенем расчет ведут по специальной схеме теплообменного источника (см. ниже).

Перемещение источника тепла. При нагреве металла пламенем горелки могут оставаться неподвижными или перемещаться параллельно нагреваемой поверхности. На практике применяют как поступательное, так и возвратно-поступательное перемещение горелок (фиг. 92, в). У линейных горелок (многосопловых и щелевых), а также у несимметричных многорядных горелок (у которых число сопел в ряду превышает число рядов) следует отличать нагрев при продольном перемещении от нагрева при перемещении поперечном (фиг. 92, а и б).

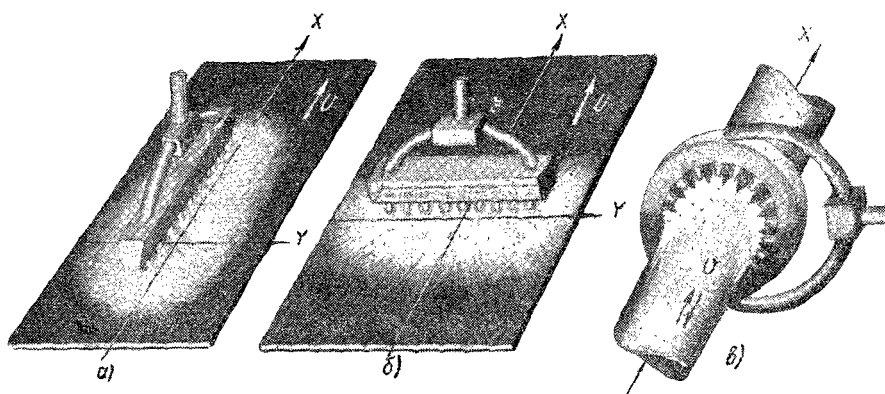
При расчете процессов нагрева металла газовым пламенем применяют следующие основные схемы перемещения непрерывно-действующего источника тепла.

а) **Неподвижный источник тепла.** Этой схеме соответствует неподвижное относительно нагреваемой поверхности пламя, а также пламя, движущееся возвратно-поступательно и притом настолько быстро, что чередованиями в приложении потока тепла можно пренебрегать. При расчетах нагрева неподвижной поверхностью теплообменным источником тепла необходимо учитывать уменьшение начальной эффективной мощности источника, обусловленное повышением температуры нагреваемой поверхности (§ 20).

б) **Подвижный источник тепла,** перемещающийся по нагреваемой плоскости прямолинейно и равномерно. Этой схеме соответствует нагрев поступательно-перемещающимися пламенами простых и сложных горелок. При расчетах нагрева подвижным источником тепла эффективную мощность можно принимать постоянной,

соответствующей предельному состоянию процесса распространения тепла (§ 20). Ошибка от такого предположения сказывается лишь на температуре ближайших к источнику точек тела в начальном периоде нагрева.

в) Быстродвижущийся источник тепла, перемещающийся по нагреваемой плоскости прямолинейно с большой скоростью. Принятие этой схемы значительно упрощает расчет. Ошибка от принятия источника быстродвижущимся тем больше, чем меньше скорость перемещения источника и чем дальше расположены рассматриваемые точки от пути его перемещения. Так как газовое



Фиг. 92. Основные типы перемещения многопламенных горелок:

a — продольное поступательное перемещение линейной многопламенной горелки при сварке продольных швов тонких листов и труб; *b* — поперечное поступательное перемещение линейной многопламенной горелки при поверхностной закалке или огневой очистке металла; *v* — возвратно-поступательное перемещение кольцевой многопламенной горелки при газопрессовой сварке стыков труб.

пламя перемещается по нагреваемой поверхности обычно с небольшой скоростью, схемой быстродвижущегося источника следует пользоваться осторожно.

Расчетная схема теплообменного источника. При расчетах нагрева металла неподвижным пламенем необходимо учитывать изменение эффективной мощности источника, связанное с повышением температуры нагреваемой поверхности, т. е. обусловленное теплообменным характером источника тепла. Для расчета процессов нагрева тел неподвижным поверхностным теплообменным источником целесообразна следующая схема. Предположим, что с поверхностью тела соприкасается пламя с температурой $T_n(r)$ или $T_n(y)$, распределенной нормально с коэффициентом сосредоточенности k по площади круга (пламя простой горелки) или по площади полосы (пламя линейной горелки). Коэффициент теплообмена α между внешней средой (пламенем) и нагреваемой поверхностью примем постоянным, не зависящим ни от расстояния r от оси (или y от плоскости симметрии) пламени, ни от изменяющейся со временем температуры $T(t)$ нагреваемой поверхности. Тогда мгновенное значение удельного теплового потока (нормально-кругового источника, для определенности обоз-

начений; для нормально-полосового источника соотношения остаются теми же)

$$q_2(r, t) = \alpha_{n,2} [T_n(r) - T(r, t)] \quad (23.1)$$

оказывается зависящим от температуры $T(r, t)$ нагреваемой поверхности. Начальное значение удельного теплового потока, соответствующее холодной поверхности, температура которой $T(r, 0) = 0$ принята за нуль отсчета,

$$q_2(r, 0) = \alpha_{n,2} T_n(r) \quad (23.2)$$

пропорционально температуре T_n пламени в данной точке. Таким образом, при постоянном значении коэффициента теплообмена $\alpha_{n,2}$ удельный тепловой поток q_2 в начальный момент распределен так же, как и расчетная температура пламени T_n , т. е. нормально.

Такая схема — нормально распределенный поверхностный теплообменный источник — хорошо описывает физические особенности процесса нагрева металла газовым пламенем. Нетрудно показать, что этой схеме эквивалентна следующая. Пусть поверхность тела нагревается источником постоянной мощности q , удельный тепловой поток которого распределен по закону $q_2(r, 0)$ распределения начального теплового потока теплообменного источника [уравнение (23.1)]. Пусть далее нагретая поверхность тела отдает тепло с коэффициентом теплообмена $\alpha_{n,1}$, равным коэффициенту $\alpha_{n,2}$ теплообменного источника. Тогда каждая точка r поверхности тела будет воспринимать неизменяющийся во времени поток тепла $q_2(r, 0)$ и по мере нагрева отдавать в окружающую среду поток $\alpha_{n,1} T(r, t)$, пропорциональный изменяющейся со временем температуре данной точки $T(r, t)$. Результирующий тепловой поток $q_2(r, t)$, воспринимаемый данной точкой поверхности

$$q_2(r, t) = q_2(r, 0) - \alpha_{n,1} T(r, t), \quad (23.3)$$

очевидно, одинаков с потоком (23.1) теплообменного источника.

Таким образом, процесс нагрева поверхности тела теплообменным источником эквивалентен процессу нагрева поверхности тела с теплоотдачей в окружающую среду источником постоянной мощности. Коэффициент теплоотдачи α следует при этом выбирать равным коэффициенту $\alpha_{n,2}$ теплообменного источника, а распределение удельного теплового потока — в соответствии с начальным распределением потока теплообменного источника, когда нагреваемая поверхность холодна.

Коэффициент теплообмена пламени. Опытные данные пока недостаточны для суждения о зависимости $\alpha_{n,2}$ от различных параметров процесса. Мы располагаем лишь значениями $\alpha_{n,2}$, полученными из обработки данных по измерению температуры тонких листов, нагреваемых линейными многопламенными горелками (табл. 4). С уменьшением линейного расхода ацетиленового пламени от 188 до 125 л/см час вследствие увеличения шага сопел (№ 0 и № 1) коэффициент теплообмена увеличивается от 0,011 до 0,015 кал/см² сек°С. Следует отметить, что одновременно возрастает и эффективный к. п. д. пламени.

Таблица 7

Расчетные схемы процессов распространения тепла при некоторых видах обработки металла газовым пламенем

Тип горелки	Пере- шение	Назначение	Толщина и форма изделия	Схема источника и нагреваемого тела	Расчитываемая стадия процесса	Примечание
Простые од- нопламенные го- релки	Подвижные	Сварка, пайка и правка	Тонкие листы	1. Нормально-круговой подвижный источник в пластине	Нагрев и охлаж- дение	\$ 26 А и \$ 27 пример 1. \$ 26 Б
				2. Нормально-полосовой быстродвижущийся источ- ник в пластине	Охлаждение	
Кольцевые горелки	Неподвиж- ные	Сварка и правка	Толстые листы	1. Нормально-круговой подвижный источник на поверхности полубеско- нечного тела (или плос- кого слоя)	Нагрев	\$ 31 А \$ 31 Б
				2. Нормально-линейный быстродвижущийся ис- точник на поверхности полубесконечного тела (или плоского слоя)	Охлаждение	
		Предварительный подогрев при резке	Тонкие листы	1. Нормально-круговой теплообменный неподвиж- ный источник в пластине	Нагрев	\$ 26 А и \$ 27 пример 2.

Кольцевые горелки	Предварительный подогрев при резке	Толстые листы	2. То же на поверхности полубесконечного тела (или плоского слоя)	Нагрев	§ 31 А
Неподвижные	Сопутствующий подогрев при резке	Тонкие листы	1. Нормально-круговой подвижный источник в пластине	Нагрев и охлаждение	§ 26 А
		Толстые листы	1. Нормально-круговой подвижный источник на поверхности полубесконечного тела (или плоского слоя)	Нагрев	§ 31 А
	Скоростная автоматическая газовая сварка	Тонкие листы и трубы	1. Нормально-полосовой продольно-быстродвижущийся источник в пластине	Нагрев и охлаждение	§§ 28 и 29
Подвижные	Поверхностная закалка	Толстые полосы и листы	1. Нормально-полосовой поперечно-движущийся источник на поверхности полубесконечного тела или плоского слоя	То же	
		Торцевая поверхностная закалка и газопрессовая сварка	Стержни, трубы и пр.	Нагрев	
Линейные однорядные горелки	Неподвижные	Торцевая поверхностная закалка и газопрессовая сварка	Стержни, трубы и пр.	Нагрев	

Во всяком случае полученные значения коэффициента теплообмена $\alpha_{пл}$ пламени с нагреваемой поверхностью металла в 15—20 раз превышают расчетные значения коэффициента теплоотдачи нагретой поверхности листов спокойному воздуху $\alpha = 0,0005 \div 0,0010 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}^\circ\text{С}$, полученные из обработки опытов по измерению температуры металла при сварке. Это соответствует физической сущности явлений, так как теплообмен между пламенем и нагреваемой поверхностью металла протекает при большем перепаде температур и при значительно большей скорости перемещения омывающих металл газов.

Расчетные схемы. Перечисленные основные схемы описывают формы и размеры нагреваемого тела, тип и очертание пламени и характер его перемещения по нагреваемой плоскости при расчетах процессов распространения тепла в телах, нагреваемых газовым пламенем. Комбинации этих схем дают возможность рассчитывать представляющие практический интерес процессы распространения тепла при различных видах обработки металла газовым пламенем (табл. 7).

Некоторые из расчетных схем в табл. 7 применимы только для расчета стадии нагрева, когда действует пламя, другие — только для стадии охлаждения, когда пламя прекратило действовать, а некоторые схемы описывают весь процесс распространения тепла, т. е. и нагрев, и охлаждение. Это объясняется учетом продолжительности рассчитываемого процесса, с которой связан выбор расчетной схемы.

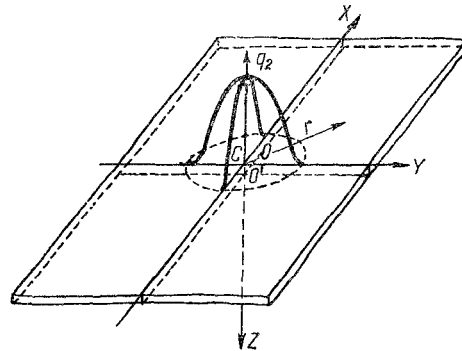
Не все перечисленные схемы процессов распространения тепла рассчитываются элементарными приемами, освещенными в этой книге. В дальнейшем мы рассмотрим ряд наиболее простых в расчетном смысле процессов распространения тепла при нагреве металла газовым пламенем. На этих простых примерах будут тем не менее выявлены характерные особенности нагрева газовым пламенем, как местным распределенным поверхностным источником тепла. Расчет более сложных схем нагрева газовым пламенем выходит за рамки этой книги и рассматривается в специальной литературе.

§ 24. МГНОВЕННЫЕ НОРМАЛЬНО-РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Для изучения процессов распространения тепла при нагреве газовым пламенем рассмотрим предварительно уравнения и основные особенности элементарных процессов распространения тепла мгновенных нормально-распределенных источников.

Выражения процессов распространения тепла мгновенных нормально-распределенных источников (§ 24 и 30) имеют преимущественно вспомогательное значение, являясь средством для построения расчетов в более сложных случаях — при непрерывно-действующих нормально-распределенных источниках, неподвижных и подвижных — см. § 26—28 и 31. Эти выражения можно использовать для расчета процесса охлаждения изделия после кратковременного воздействия неподвижного газового пламени.

А. Мгновенный нормально-круговой источник тепла в пластине. Нормально-круговой источник с эффективной мощностью q и коэффициентом сосредоточенности k приложен к поверхности пластины толщиной δ с поверхностью, не пропускающей тепла (фиг. 93). Пусть центр нормально-кругового источника находится в точке C , совпадающей с началом координат O . Мгновенное распределение удельного теплового потока источника выразится нормальным законом (21.1).



Фиг. 93. Схема нагрева пластины поверхностным нормально-круговым источником тепла.

Рассмотрим мгновенный нагрев пластины нормально-круговым источником. За элемент времени dt элемент площади dF , находящийся на расстоянии r от центра пламени C , получит количество тепла $q_2(r) dF dt$. Так как пластина тонка, тепло, введенное через элемент площади dF , практически мгновенно распространится по толщине δ и равномерно нагреет элементарную призму с основанием dF и высотой δ .

Мгновенное повышение температуры элементарной призмы

$$dT(r) = \frac{q_2(r) dt dF}{c\gamma\delta dF} \tag{a}$$

Подставив значение $q_2(r)$ по закону (21.1), получим

$$dT(r) = \frac{q_2 m dt}{c\gamma\delta} e^{-kr^2} \tag{б}$$

Следовательно, мгновенный нормально-круговой источник вызывает в пластине элементарное повышение температуры, также распределенное по нормальному закону (б).

Подберем теперь фиктивный сосредоточенный источник, тепло которого Q , распространяясь по пластине в течение некоторого времени t_0 , приводит к такому же распределению температуры (б), которое вызвано заданным нормально-круговым источником. Таким фиктивным источником является линейный источник, распределенный равномерно по отрезку оси OZ , проходящей через центр C нормально-кругового источника. Распределение температуры от такого источника в момент t_0 [см. уравнение (5.3)]

$$T(r, t_0) = \frac{Q/\delta}{c\gamma(4\pi a t_0)} \cdot e^{-\frac{r^2}{4at_0}} \tag{в}$$

Сравнивая выражения (б) и (в), мы убеждаемся в том, что они построены однотипно и могут выражать одинаковые распределения

температуры по радиусу r . Таким образом, распределение температуры, вызванное мгновенным действием нормально-кругового источника, можно рассматривать как распределение температуры от фиктивного мгновенного сосредоточенного источника, введенного в точку C на t_0 ранее. Подбирая соответствующим образом длительность распространения фиктивного источника и его количество тепла Q , можно обеспечить совпадение распределения (в), вызванного фиктивным источником, с распределением (б), вызванным нормально-круговым источником. Прежде всего приравняем показатели экспоненциальных функций, $(kr^2 = \frac{r^2}{4at_0})$, откуда

$$k = \frac{1}{4at_0}. \quad (24.1)$$

Таким образом, длительность распространения фиктивного источника $t_0 = \frac{1}{4ak}$ обратно пропорционально коэффициенту сосредоточенности k нормально-кругового источника и коэффициенту теплопроводности a металла пластины. Тепло линейного сосредоточенного источника, распространяясь в течение t_0 , приводит к распределению температуры с таким же коэффициентом сосредоточенности k , как и заданный нормально-круговой источник. Длительность распространения фиктивного сосредоточенного источника t_0 (сек) назовем **п о с т о я н н о й в р е м е н и** при нагреве данного металла нормально-круговым источником. Очевидно, что t_0 зависит не только от характера распределения тепла источника, но и от теплопроводности a металла, т. е. в отличие от коэффициента сосредоточенности k этот коэффициент не остается постоянным при нагреве различных металлов одним и тем же источником.

Приравняем теперь первые сомножители выражений (в) и (б)

$$\frac{Q}{c\gamma 4\pi at_0 \delta} = \frac{q_{2m} dt}{c\gamma \delta} \quad (г)$$

Отсюда определим Q — количество тепла, вводимое фиктивным сосредоточенным линейным источником на оси OZ , проходящей через центр C эквивалентного нормально-кругового источника

$$Q = 4\pi at_0 q_{2m} dt \quad (д)$$

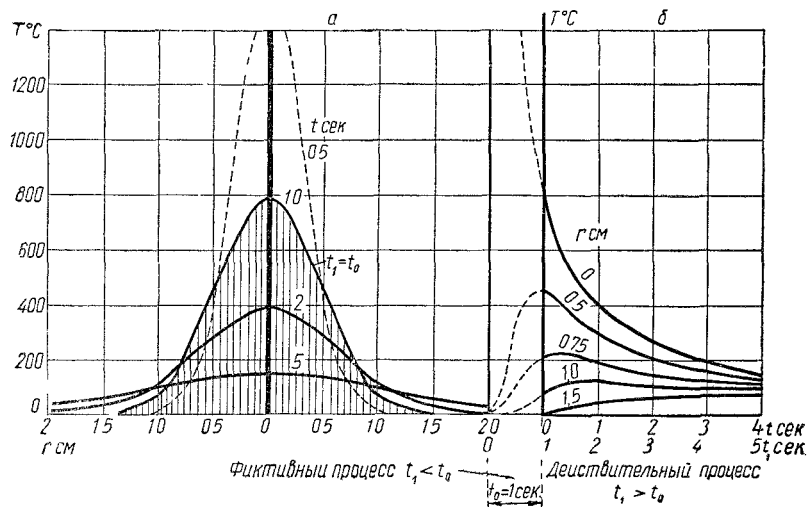
Вместо t_0 подставим его значение из уравнения (24.1) и используем соотношение (21.4), тогда

$$Q = q dt, \quad (24.2)$$

т. е. мгновенное количество тепла, которое нужно сосредоточить на центральной оси, равно количеству тепла, вводимому нормально-круговым источником за элемент времени dt .

Распределение температуры (б), вызванное в пластине мгновенным действием нормально-кругового источника qdt с коэффициентом сосредоточенности k , можно рассматривать как результат фиктивного процесса (продолжительностью $t=t_0$) распространения

того же количества тепла, сосредоточенного на оси OZ , проходящей через центр нормально-кругового источника, на t_0 сек. ранее. Процесс выравнивания этого распределения температуры, очевидно, эквивалентен последующей части процесса распространения тепла мгновенного линейного источника, начиная с момента $t_1 = t_0$ (фиг. 94). Таким образом, тепло мгновенного сосредоточенного линейного источника, распространяясь в соответствии с уравнением (5.3) в течение t_0 , приводит к заданному нормальному распределению температуры [уравнение (6)]. Эта часть процесса ($0 \leq t_1 \leq t_0$), является фиктивной. Дальнейшая часть про-



Фиг. 94. Процесс распространения тепла мгновенного нормально-кругового источника в пластине (сплошные линии) как часть процесса распространения тепла фиктивного сосредоточенного линейного источника (пунктирные линии):

a — изохроны, $t = \text{const}$; b — кривые изменения температуры на различных расстояниях r от центра источника.

цесса ($t_1 \geq t_0$) описывает выравнивание заданного распределения [уравнение (6)]. Здесь время, отсчитываемое от момента приложения фиктивного сосредоточенного источника, обозначено t_1 . Введем счет времени t от момента приложения мгновенного нормально-кругового источника $t_1 = t_0$. Тогда, очевидно, $t_1 = t + t_0$. Процесс распространения в пластине тепла мгновенного нормально-кругового источника [уравнение (21.1)], эквивалентный части $t_1 \geq t_0$ процесса (5.3) распространения тепла линейного сосредоточенного источника, выразится

$$T(r, t) = \frac{q dt}{c\gamma_0 \cdot 4\pi a(t + t_0)} e^{-\frac{r^2}{4a(t + t_0)}}. \quad (24.3)$$

Изохроны и кривые изменения температуры этого процесса показаны сплошными линиями на фиг. 94, a и b . Пунктирными линиями показаны кривые, изображающие фиктивную часть процесса.

Б. Мгновенный нормально-полосовой источник тепла в пластине. Нормально-полосовой источник с линейной эффективной мощностью q_1 кал/см сек и коэффициентом сосредоточенности k приложен мгновенно в момент $t=0$ к поверхности пластины толщиной δ , не обменивающейся теплом с окружающей средой (фиг. 95). Длительность действия мгновенного источника обозначим dt . Распределение удельного теплового потока источника выразится нормальным законом (22.2). Тепло $q_2(y) dF dt$, введенное через элемент поверхности dF пластины, мгновенно распространится по толщине δ и равномерно нагреет элементарную призму с основанием dF и высотой δ .

Рассуждая аналогично предыдущему, убедимся в том, что распределение температуры вызванное в пластине мгновенным действием нормально-полосового источника $q_1 dt$ с коэффициентом сосредоточенности k , можно рассматривать, как результат фиктивного процесса (продолжительностью $t_0 = \frac{1}{4at}$)

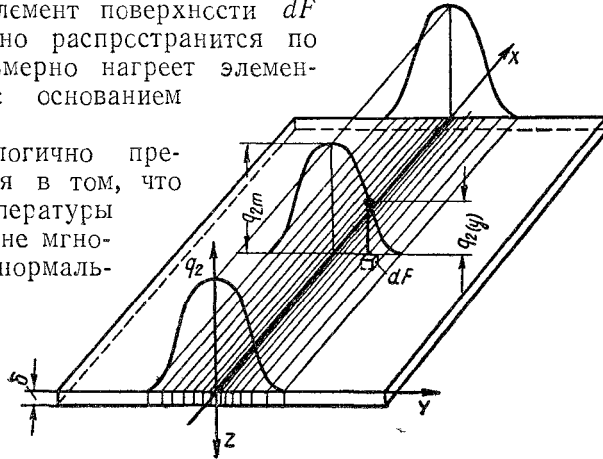
распространения того же количества тепла, сосредоточенного в плоскости XOZ , проходящей через ось OX симметрии нормально-полосового источника, с поверхностной интенсивностью

$$Q_2 = \frac{q_1 dt}{\delta} \text{ кал/см}^2.$$

Процесс выравнивания этого распределения температуры эквивалентен части процесса (5.4) распространения тепла мгновенного плоского источника. Процесс распространения в пластине тепла мгновенного нормально-полосового источника [уравнение (22.2)] выразится

$$T(y, t) = \frac{q_1 dt}{c\gamma_0 [4..a(t+t_0)]^{1/2}} e^{-\frac{y^2}{4a(t+t_0)}}. \quad (24.4)$$

Время t считается от момента приложения мгновенного нормально-полосового источника. Линейный процесс (24.4) качественно аналогичен плоско-радиальному процессу [уравнение (24.3)] распространения тепла нормально-кругового источника, но протекает более медленно вследствие более затрудненного оттока тепла.



Фиг. 95. Схема нагрева пластины поверхностным нормально-полосовым источником тепла.

§ 25. НАГРЕВ ПЛАСТИНЫ НОРМАЛЬНО-РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Процессы распространения в пластине тепла непрерывно действующих нормально-распределенных источников рассмотрим, исходя из следующих ранее установленных положений.

1. Процесс распространения тепла непрерывно-действующего источника можно рассматривать в соответствии с принципом наложения как совокупность бесконечно-большого числа наложенных друг на друга элементарных процессов распространения тепла соответствующих мгновенных источников, действующих в течение элементов времени dt , на которые разбивается весь промежуток времени t непрерывного действия источника (§ 6).

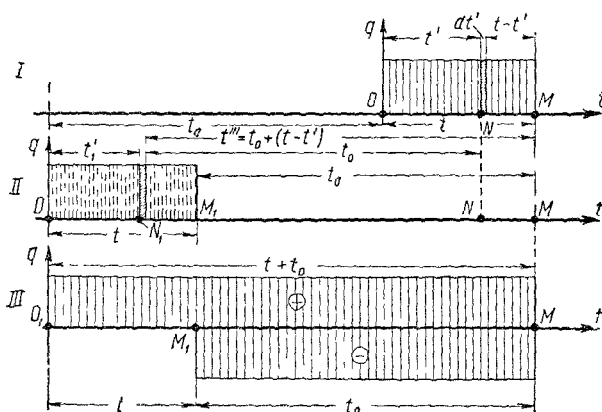
2. Процесс распространения тепла мгновенного нормально-кругового или нормально-плоского источника в пластине эквивалентен части процесса распространения тепла фиктивного сосредоточенного источника (линейного или плоского), приложенного на t_0 ранее (§ 24).

Поэтому процесс распространения тепла непрерывно-действующего в течение времени t нормально-распределенного источника в пластине является частью процесса распространения тепла соответствующего фиктивного сосредоточенного источника, действовавшего в течение времени t , но приложенного на t_0 ранее. Такой подход чрезвычайно упрощает вывод уравнений и анализ процессов распространения тепла нормально-распределенных источников в пластине, сводя их к ранее исследованным (§ 12) процессам распространения тепла сосредоточенных источников. Отметим сразу же, что для расчета нормально-распределенных источников, действующих непрерывно на поверхности полутела или плоского слоя, этот прием неприменим.

Рассмотрим более подробно процесс распространения в пластине тепла при непрерывном действии нормально-распределенного источника. Промежуток времени OM действия нормально-распределенного непрерывного источника длительностью t разобьем на бесконечно-малые элементы dt' (фиг. 96, I). Элемент тепла $dQ = q dt'$, введенный источником в момент N через t' после начала его действия можно рассматривать как мгновенный нормально-распределенный источник. Процесс распространения за время $t - t'$ (NM) тепла этого источника эквивалентен части $t_0 \leq t_1 \leq t_0 + (t - t')$ процесса распространения тепла фиктивного мгновенного сосредоточенного источника dQ , приложенного в момент N_1 , на t_0 ранее N (фиг. 96, II).

Выразим распределение температуры в момент M по истечении времени t после начала непрерывного действия нормально-распределенного источника. Для этого просуммируем в соответствии с принципом наложения элементарные распределения температуры в этот момент от всей совокупности OM мгновенных источников, на которые распадается источник, действующий непрерывно в течение t . Распределение температуры в момент M , вызванное мгновенным нормально-распределенным источником dQ , приложен-

ным в момент N , эквивалентно распределению температуры в момент M , вызванному мгновенным сосредоточенным источником dQ , приложенным в момент N_1 . Поэтому температура в момент M , вызванная совокупностью OM мгновенных нормально-распределенных источников, равна температуре в тот же момент, вызванной совокупностью O_1M_1 , сосредоточенных фиктивных мгновенных источников, приложенных на t_0 ранее и представляющих в свою очередь непрерывно действующий в течение t сосредоточенный источник (фиг. 96, II).



Фиг. 96. Эквивалентные схемы действия источников, приводящих к одинаковым распределениям температуры в момент M :

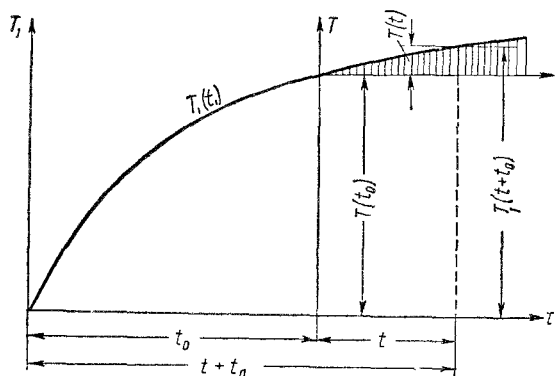
I — непрерывно действующий в течение t нормально-распределенный источник OM , II — непрерывно действующий в течение t , но на t_0 ранее сосредоточенный источник O_1M_1 ; III — непрерывно действующий в течение $t+t_0$ сосредоточенный источник O_1M и непрерывно действующий в течение t_0 сосредоточенный сток тепла M_1M .

Таким образом, температура в момент M в процессе распространения тепла непрерывно действующего в течение t нормально-распределенного источника OM равна температуре в тот же момент в процессе распространения тепла сосредоточенного непрерывно действующего в течение t источника O_1M_1 той же мощности q , но приложенного на t_0 ранее.

Распределение температуры в момент M в процессе выравнивания тепла, введенного непрерывно действовавшим за время O_1M_1 сосредоточенным источником постоянной мощности q (фиг. 96, II) можно представить суммой распределений температуры в тот же момент от непрерывно действующего в течение $t+t_0$ источника O_1M и вступившего на t позже непрерывно действующего в течение t_0 стока тепла M_1M мощностью $-q$ (фиг. 96, III). Такое совместное действие источника O_1M и вступившего в момент M_1 равного ему стока тепла, очевидно, эквивалентно прекращению в момент M_1 действия источника, так как в промежутке времени M_1M приложенные к телу равные по величине и противоположные по знаку источник и сток взаимно

уничтожаются. Для расчета температуры в процессе выравнивания тепла, введенного временно действовавшим источником постоянной мощности, удобно применить схему источника и запаздывающего стока, так как процессы распространения их тепла выражаются одинаковыми формулами, отличаясь лишь моментами вступления (O_1 для источника и M_1 для стока) и длительностью действия (соответственно $t+t_0$ и t_0) (фиг. 96, III).

Отсюда вытекает следующее правило приведения. Температура $T(t)$ в процессе распространения в пластине тепла непрерывно действующего в течение t нормально-распределенного (кругового или полосового) источника постоянной мощности (q или q_1) с постоянной времени t_0 равна превышению температуры $T_1(t+t_0)$ процесса распространения тепла непрерывно действующего в течение $t+t_0$ соответствующего сосредоточенного источника (линейного или плоского) той же мощности над температурой $T_1(t_0)$ того же процесса в момент t_0 (фиг. 97)



Фиг. 97. Приведение (25.1) температуры $T(t)$ в процессе нагрева пластины нормально-распределенным источником к температуре $T_1(t_1)$ нагрева соответствующим сосредоточенным источником той же мощности.

$$T(t) = T_1(t + t_0) - T_1(t_0). \quad (25.1)$$

Это правило, применимое к источникам подвижным и неподвижным, сводит расчет процесса распространения тепла непрерывно действующего нормально-распределенного источника к расчету рассмотренных в гл. II процессов распространения тепла непрерывно действующих сосредоточенных источников.

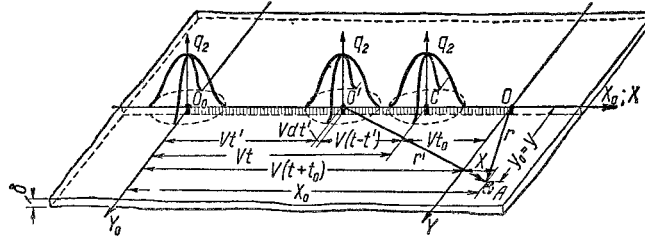
§ 26. НАГРЕВ ПЛАСТИНЫ ПОДВИЖНЫМ НОРМАЛЬНО-КРУГОВЫМ ИСТОЧНИКОМ

А. Источник, движущийся с произвольной скоростью. Непрерывно-действующий нормально-круговой источник с эффективной мощностью q и коэффициентом сосредоточенности k перемещается по поверхности пластины толщиной δ . Центр источника C , совпадающий в начальный момент $t=0$ с началом O_0 координатной системы $X_0Y_0Z_0$, перемещается по оси O_0X_0 на поверхности пластины со скоростью v (фиг. 98). Мощность q , коэффициент k и скорость v остаются постоянными и за все время перемещения источника. В момент t расстояние центра источника C от начала координат O равно vt ,

Промежуток времени t действия непрерывного подвижного источника разобьем на элементы dt' (фиг. 96), а соответствующий участок пути O_0C — на элементы $vd t'$ (фиг. 98). Мгновенный нормально круговой источник $dQ = q dt'$ с центром в точке O' , приложенный в момент t' на расстоянии vt' от точки O_0 — начального положения центра источника, распространяясь по пластине в течение $t'' = t - t'$ (фиг. 96), вызовет к моменту t в точке $A(x_0, y_0)$ элементарное повышение температуры [уравнение (24.3)]

$$dT(r, t'') = \frac{q dt'}{c\gamma\delta \cdot 4\pi a (t'' + t_0)} \exp \left[-\frac{r^2}{4a(t'' + t_0)} - bt'' \right]; \quad (a)$$

здесь $r^2 = (\overline{AO'})^2$ — квадрат расстояния точки поля A от центра O' произвольно взятого мгновенного источника. Выразим r^2 через координаты точек A и O' : $r^2 = (x_0 - vt')^2 + y_0^2$.



Фиг. 98. Схема нагрева пластины поверхностным подвижным нормально-круговым источником тепла.

По принципу наложения температура в момент t действия непрерывного нормально-кругового подвижного источника равна сумме температур dT от всех элементарных количеств тепла dQ , выделившихся за время t действия источника на всем пути O_0C его перемещения

$$T(x_0, y_0, t) = \int_0^t \frac{q dt'}{c\gamma\delta \cdot 4\pi a (t - t' + t_0)} \exp \left[-\frac{(x_0 - vt')^2 + y_0^2}{4a(t - t' + t_0)} - b(t - t') \right]. \quad (б)$$

Введем подвижную систему координат XOY с началом в точке O , находящейся на оси O_0X_0 на расстоянии vt_0 впереди рассматриваемого положения центра источника C . Заменим переменные: $x_0 = v(t + t_0) + x$; $y_0 = y$; $z_0 = z$ и для упрощения интеграла введем новую переменную времени $t''' = t - t' + t_0$ (фиг. 96), тогда $x_0 - vt' = x_0 - v(t + t_0 - t''') = x + vt'''$; $dt''' = -dt'$;

$$T(x, y, t) = \int_{t_0}^{t+t_0} \frac{q dt'''}{c\gamma\delta \cdot 4\pi a t'''} \exp \left[-\frac{(x + vt''')^2 + y^2}{4at'''} - b(t''' - t_0) \right]. \quad (в)$$

Преобразуем показатель экспоненты, все постоянные величины вынесем за знак интеграла и заметим, что $ac\gamma = \lambda$

$$T(x, y, t) = \frac{q}{4\pi\lambda\delta} \exp \left(bt_0 - \frac{vx}{2a} \right) \int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{t'''} \exp \left[-\frac{r^2}{4at'''} - \left(b + \frac{v^2}{4a} \right) t''' \right]; \quad (26.1)$$

здесь $r^2 = x^2 + y^2$ — радиус-вектор точки A относительно начала подвижных координат O .

Интеграл (26.1), не принадлежащий к числу элементарных, отличается только значениями пределов от интеграла, описывающего процессы теплонасыщения при нагреве пластины непрерывнодействующим подвижным линейным источником тепла и подобно ему может быть выражен через коэффициент теплонасыщения $\psi_2(\rho_2, \tau)$ (фиг. 56)

$$\int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{t'''} \exp \left[-\frac{r^2}{4at'''} - \left(bt + \frac{v^2}{4a} \right) t'''' \right] = 2K_0(\rho_2) [\psi_2(\rho_2, \tau + \tau_0) - \psi_2(\rho_2, \tau_0)];$$

$$\text{здесь } \rho_2 = r \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}; \quad \tau = \left(b + \frac{v^2}{4a} \right) t \quad \text{и} \quad \tau_0 = \left(b + \frac{v^2}{4a} \right) t_0 \quad (r)$$

безразмерные критерии процесса; $K_0(\rho_2)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента (см. § 14 и приложение). Подставляя критерии в уравнение (26.1), получим уравнение процесса нагрева

$$T(x, y, t) = \frac{q}{2\pi\lambda\delta} \exp\left(-\frac{vx}{2a} + bt_0\right) K_0(\rho_2) [\psi_2(\rho_2, \tau + \tau_0) - \psi_2(\rho_2, \tau_0)]. \quad (26.2)$$

Температура (26.2) точки ρ_2 пластины, нагреваемой непрерывнодействующим подвижным нормально-круговым источником тепла, равна в соответствии с правилом § 25 разности температур (14.2), этой же точки в пластине, нагреваемой подвижным линейным источником мощности q , вычисленных для моментов времени $t+t_0$ и t_0 (фиг. 98). С увеличением коэффициента сосредоточенности источника k постоянная времени t_0 стремится к нулю; при этом температура (26.2) стремится к температуре (14.2), нагрева пластины линейным подвижным непрерывнодействующим источником тепла.

Вычислим температуру центральной оси пластины OZ , т. е. точек, лежащих на оси фиктивного сосредоточенного линейного источника. Выражение (26.2) при $r=0$ приводит к неопределенности типа $\infty(1-1)$, поэтому для расчета температуры точек оси OZ пластины воспользуемся непосредственно выражением (26.1), положив $r=0$; $x=0$

$$T(0, t) = \frac{q}{4\pi\lambda\delta} e^{+bt_0} \int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{t'''} \exp \left[-\left(b + \frac{v^2}{4a} \right) t'''' \right]. \quad (26.3)$$

Интеграл (26.3) можно выразить через интегрально-показательную функцию $Ei(-u)$, определяемую выражением

$$-Ei(u) = \int_u^{\infty} \frac{du}{u} e^{-u}. \quad (26.4)$$

Таблица и график этой функции даны в приложении.

Положим в интеграле (26.3) $(b + \frac{v^2}{4a}) t'' = u$

$$\int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{t'''} e^{-(b + \frac{v^2}{4a}) t'''} = \int_{(\frac{v^2}{4a} + b) t_0}^{(\frac{v^2}{4a} + b)(t+t_0)} \frac{du}{u} e^{-u} = Ei(-\tau_0 - \tau) - Ei(-\tau_0). \quad (д)$$

Подставив (д) в выражение (26.3), получим температуру точек фиктивного линейного источника в замкнутой форме.

$$T(0, t) = \frac{q}{4\pi\lambda\delta} e^{bt_0} [Ei(-\tau_0 - \tau) - Ei(-\tau_0)]. \quad (26.5)$$

В предельном состоянии нагрева, т. е. при $t \rightarrow \infty$, температура точек фиктивного источника, т. е. оси OZ

$$T(0, \infty) = \frac{q}{4\pi\lambda\delta} e^{bt_0} [-Ei(-\tau_0)], \quad (26.6)$$

так как $Ei(-\infty) = 0$. Предельная температура точек оси OZ , совпадающей с фиктивным линейным источником, в пластине, нагреваемой подвижным нормально-круговым теплообменным источником, пропорциональна отношению мощности источника q к толщине пластины δ , обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности λ и уменьшается с увеличением безразмерного критерия

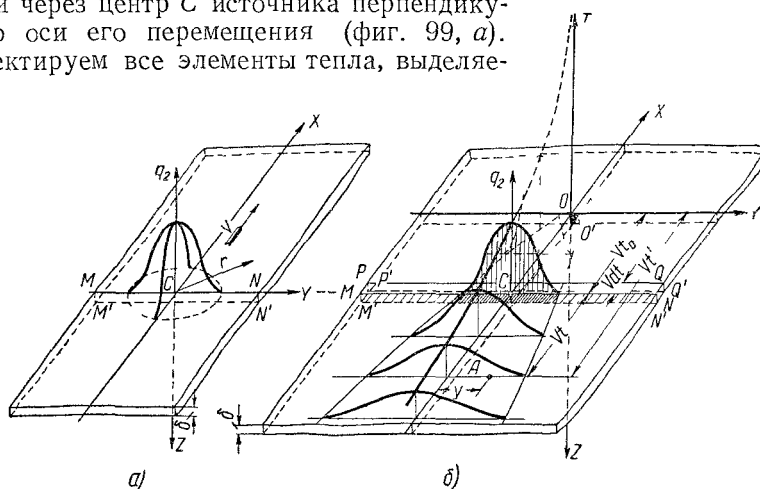
$$\tau_0 = \left(b + \frac{v^2}{4a}\right) t_0 = \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{c\gamma\delta} + \frac{v^2}{4a}\right) t_0 = \left[\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4\lambda\delta} + \left(\frac{v}{4a}\right)^2\right] \frac{1}{k}; \quad (26.7)$$

здесь α_1 и α_2 — коэффициенты теплообмена верхней (нагреваемой) и нижней (ненагреваемой) поверхности пластины.

При нагреве неподвижным пламенем точки O и C сливаются, и расчет по (26.5) и (26.6) дает температуру точек, лежащих на продолжении оси нормально-кругового источника. С увеличением критерия $bt_0 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4\lambda\delta k}$ предельная температура нагрева неподвижным нормально-круговым источником убывает (фиг. 100). Поэтому, чем больше коэффициент сосредоточенности k нормально-кругового источника (при постоянной мощности q), тем выше предельная температура нагрева.

Б. Быстродвижущийся мощный нормально-полосовой источник. По мере повышения скорости v перемещения источника при пропорциональном увеличении его мощности q температурное поле предельного состояния, отнесенное к подвижным координатам, стремится к простой предельной форме. Быстро перемещающийся нормально-круговой источник пересекает точки пластины, как лежащие на оси OX , так и лежащие вне этой оси, настолько быстро, что оказывается возможным без большой погрешности считать источник q полностью сосредоточенным в направлении OX его перемещения.

Сосредоточим тепло, выделяемое за единицу времени нормально-круговым источником $q_2(r) = q_{2m} e^{-kr^2}$ и распределяющееся равномерно по толщине пластины δ , в поперечной полосе $MM'N'N$, проходящей через центр C источника перпендикулярно оси его перемещения (фиг. 99, а). Спроектируем все элементы тепла, выделяе-



Фиг. 99. Схема нагрева пластины мощным быстродвижущимся нормально круговым источником тепла (а) и эквивалентная ей схема нагрева быстродвижущимся нормально-полосовым источником (б).

мые нормально-круговым источником, на плоскость YOZ , тогда в каждом элементе площади поперечной полосы сосредоточится количество тепла

$$q_2(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\delta} q_2(r) dx.$$

Наибольший удельный тепловой поток нормально-кругового источника $q_{2m} = \frac{k}{\pi} q$; подставим также $r^2 = x^2 + y^2$.

$$\begin{aligned} q_2(y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\delta} \frac{k}{\pi} q e^{-k(x^2+y^2)} dx = \frac{kq}{\tau\delta} e^{-ky^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-kx^2} dx = \frac{kq}{\pi\delta} e^{-ky^2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{k}} = \\ &= \sqrt{\frac{k}{\pi}} \frac{q}{\delta} e^{-ky^2} = q'_{2m} \cdot e^{-ky^2}. \end{aligned} \quad (26.8)$$

Наибольший удельный тепловой поток эквивалентного нормально-полосового источника (26.8) обозначен $q'_{2m} = \sqrt{\frac{k}{\pi}} \frac{q}{\delta}$.

Быстродвижущемуся по поверхности пластины нормально-круговому источнику с мощностью q и коэффициентом сосредоточенности k эквивалентен нормально-полосовой источник той же мощности q , распределенный следующим образом по поперечной полосе $MNN'M'$. В направлении ширины пластины OX

источник (26 8) распределен нормально с тем же коэффициентом сосредоточенности k , а в направлении толщины пластины OZ — равномерно (фиг. 99, б).

При быстром перемещении такого нормально-полосового источника введенное им в плоскости $MM'N'N$ тепло будет распространяться только в направлении OY , перпендикулярном направлению OX перемещения источника (см. § 15), так как градиенты температуры $\frac{\partial T}{\partial x}$ в направлении перемещения малы в сравнении с градиентами $\frac{\partial T}{\partial y}$ в поперечном направлении. Вызванное мгновенным действием нормально-полосового источника начальное распределение температуры в элементарном тонком слое толщиной $v dt$, ограниченном плоскостями $MM'N'N$ и $PQQ'P'$,

$$T(y) = \frac{q(y)dt}{c\gamma v dt} = \sqrt{\frac{k}{\pi}} \cdot \frac{q}{v c \gamma_0} e^{-ky^2} \quad (е)$$

можно рассматривать, как результат (15 2) процесса распространения в пластине с непроницающими теплу поверхностями фиктивного быстро движущегося линейного источника OO' мощностью q , пересекшего рассматриваемое сечение на t_0 ранее рассматриваемого нормально-полосового источника, т. е. находящегося на $vt_0 = CO$ впереди нормально-полосового источника (фиг. 99, б)

$$T(y, t_0) = \frac{q}{v \sqrt{4\lambda c \gamma t_0}} e^{-\frac{y^2}{4at_0}} \quad (ж)$$

Уравнения (е) и (ж) становятся тождественными, если положить как в выражении (24 1) $t_0 = \frac{1}{4ak}$. Таким образом, расстояние vt_0 фиктивного быстро движущегося сосредоточенного источника от центра заданного нормально-распределенного источника пропорционально скорости v перемещения источника и обратно пропорционально коэффициенту k его сосредоточенности и коэффициенту a температуропроводности материала пластины.

Процесс выравнивания в направлении оси OY в пластине с теплоотдачей через боковые поверхности температуры (е), вызванной действием мгновенного нормально-полосового источника (26 8), очевидно, одинаков с процессом выравнивания $t > t_0$ температуры (ж), вызванной действием быстро движущегося линейного источника той же мощности q , пересекшего рассматриваемое сечение на t_0 ранее

$$T(y, t) = \frac{q}{v \sqrt{4\lambda c \gamma (t_0 + t)}} \exp \left[-\frac{y^2}{4a(t + t_0)} - bt \right]. \quad (26 9)$$

Процесс распространения в пластине тепла быстро движущегося нормально-кругового источника мощностью q и с коэффициентом сосредоточенности k эквивалентен части процесса распространения тепла [уравнение (15 2)] фиктивного быстро движущегося линейного источника OO' той же мощности q , перемещающегося на расстоянии vt_0 впереди центра S нормально-кругового источника

с той же скоростью v (фиг. 99, б). В области между плоскостями YOZ и MN фиктивный процесс распространения тепла приводит к заданному нормальному распределению (ϵ) в плоскости MN (пунктирные линии фиг. 99, б). В области позади плоскости MN , в которой приложен нормально-полосовой источник, процессы распространения тепла фиктивного сосредоточенного и действительного нормально-распределенного источника совпадают (сплошные линии фиг. 99, б).

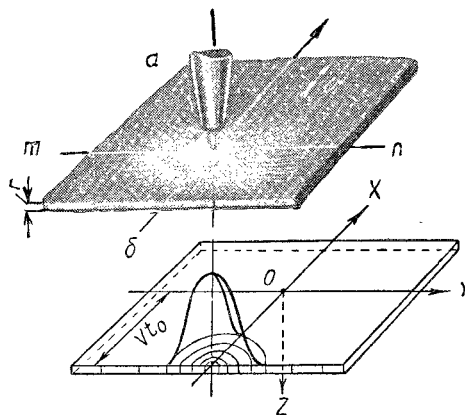
Уравнение (26.9) процесса распространения тепла быстро движущегося нормально-кругового источника значительно проще уравнения (26.2), описывающего процесс при произвольной скорости v перемещения источника. В области пластины, расположенной позади центра S источника и прилегающей к оси OX его перемещения, температуры, выраженные уравнениями (26.9) и (26.2), мало разнятся между собой. Поэтому расчет по выражению (26.9) температуры точек, близких к оси OX , в периоде охлаждения при источнике, перемещающемся с произвольной скоростью, дает удовлетворительную для практики точность.

§ 27. РАСЧЕТЫ НАГРЕВА ТОНКОГО ЛИСТА ПЛАМЕНЕМ ПРОСТОЙ ГОРЕЛКИ

Рассмотрим примеры расчета температуры в некоторых практических задачах, связанных с нагревом тонких листов газовым пламенем. Расчетные схемы будем выбирать в соответствии с данными табл. 7 (§ 23).

Пример 1. Сквозное проплавление при сварке тонких листов в стык. Листы из малоуглеродистой стали толщиной 2,5 мм сваривают встык без отбортовки кромок пламенем простой горелки. Оценим скорость перемещения горелки данного номера, при которой произойдет сквозное проплавление листов.

Предположим, что ось пламени перпендикулярна свариваемому листу (фиг. 100, а). Пламя с расходом ацетилена 400 л/час (наконечник № 3) перемещается со скоростью 9,6 м/час = 0,26 см/сек. При этих условиях нагрева лист толщиной 2,5 мм полностью проплавляется (опыты М. Х. Шоршорова). Эффективная мощность пламени $q = 550$ кал/сек (фиг. 74 и 75) постоянна и соответствует предельному состоянию процесса распространения тепла. Распространение теплового потока пламени описывается схемой нормально-кругового источника с коэффициентом сосредоточенности $k = 0,31$ см⁻²; постоянная времени при нагреве стали $t_0 = 10$ сек (табл. 4). Ввиду малой толщины листа будем считать температуру полностью выравненной по толщине, т. е. опишем изделие схемой пластины (фиг. 100, б). Нагретые поверхности листа обмениваются теплом с пламенем и с окружающим спокойным воздухом.



Фиг. 100. Нагрев стыка листов толщиной 2 мм пламенем простой горелки:

а — расположение пламени; б — схема распределения теплового потока пламени в пластине с полными выравниваниями по толщине.

Средний коэффициент теплообмена между пламенем и верхней плоскостью листа, окружающим воздухом и нижней плоскостью листа $a=0,001 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}^\circ\text{С}$. Коэффициенты теплофизических свойств малоуглеродистой стали: $\lambda=0,10 \text{ кал/см сек}^\circ\text{С}$;

$$c_l = 0,16 \cdot 7,8 = 1,25 \text{ кал/см}^3\text{С}; a = \frac{0,10}{1,25} = 0,08 \text{ см}^2/\text{сек} \text{ (см. § 19)}.$$

Процесс распространения тепла в пластине при действии подвижного нормально-кругового источника описывается схемой § 26,А (фиг. 98). Температуру $T(x, 0, \infty)$ точек плоскости листов XOZ рассчитаем по уравнению (26.2), полагая $t=\infty$ и $y=0$, а в фиктивном источнике O — по уравнению (26.6). Напомним, что начало подвижной системы координат находится в точке O на vt_0 впереди центра C пламени.

Безразмерные критерии процесса: $\tau=\infty$, так как в предельном состоянии $t=\infty$,

$$\tau_0 = \left(b + \frac{v^2}{4a}\right) t_0 = \left(0,064 + \frac{0,26^2}{4 \cdot 0,08}\right) \cdot 10 = (0,064 + 0,211) \cdot 10 = 2,17;$$

$$bt_0 = 0,064 \cdot 10 = 0,064$$

$$b = \frac{2a}{c_l \delta} = \frac{2 \cdot 0,001}{1,25 \cdot 0,25} = 0,0064 \text{ 1/сек}; \quad bt_0 = 0,0064 \cdot 10 = 0,064$$

$$\rho_2 = \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}} |x| = \sqrt{\frac{0,26^2}{4 \cdot 0,08^2} + \frac{0,0064}{0,08}} |x| = 1,65 |x|,$$

так как при $y=0$, $r = +\sqrt{x^2} = |x|$; здесь x выражено в см.

Температуру точки O , находящейся впереди центра пламени на расстоянии $vt_0 = 0,26 \cdot 10 = 2,6 \text{ см}$, вычислим по уравнению (26.6)

$$T(0,0, \infty) = \frac{550}{4\pi \cdot 0,10 \cdot 0,25} \cdot e^{0,064} [-Ei(-2,17)] = 1750 \cdot 1,066 \cdot 0,0388 = 72^\circ.$$

Температуру точек оси, находящихся позади точки O , вычислим по уравнению (26.2). Так, например, для точки C — центра пламени: $|x|=2,6 \text{ см}$, $\rho_2 = 1,65 \cdot 2,6 = 4,29$;

$$-\frac{vx}{2a} = \frac{0,26(-2,6)}{2 \cdot 0,08} = 4,22.$$

$\psi_2(\rho_2, \tau_0 + \tau) = \psi_2(\rho_2, \infty) = 1$ для всех точек в предельном состоянии.

$\psi_2(\rho_2, \tau_0) = \psi_2(4,29; 2,17) = 0,51$ по графику (фиг. 56).

$$T(-2,6; 0; \infty) = \frac{550}{2\pi \cdot 0,10 \cdot 0,25} \cdot e^{4,22 + 0,064} K_0(4,29) [1 - 0,51] = \\ = 3500 \cdot 72,6 \cdot 0,00808 \cdot 0,49 = 1000^\circ.$$

Следует отметить, что по расчету наибольшая температура в средней плоскости XOZ имеет место не под центром пламени, а несколько позади. Так, например, для точки, находящейся на 14 мм позади центра пламени C : $|x|=4 \text{ см}$; $\rho_2 = 1,65 \cdot 4 = 6,6$;

$$-\frac{vx}{2a} = -\frac{0,26(-4)}{2 \cdot 0,08} = 6,5.$$

$$\psi_2(\rho_2, \tau_0) = \psi_2(6,6; 2,17) = 0,13;$$

$$T(-4; 0; \infty) = \frac{550}{2\pi \cdot 0,10 \cdot 0,25} e^{6,5 + 0,064} K_0(6,6) [1 - 0,13] = \\ = 3500 \cdot 710 \cdot 0,000652 \cdot 0,87 = 1410^\circ.$$

Для точки, находящейся на расстоянии 19 мм позади центра пламени, такой же расчет дает температуру $T(-4,5; 0; \infty) = 1420^\circ$, а на расстоянии 29 мм — $T(-5,5; 0; \infty) = 1340^\circ$. Наибольшая средняя по толщине листа температура плавления малоуглеродистой стали 1500° . Можно поэтому считать, что выбранный режим обеспечивает проплавление листа.

Пример 2. Предельная температура нагрева тонкого листа пламенем неподвижных простых горелок. Пламена простых горелок с наконечниками разных номеров отличаются как мощностью, так и коэффициентом сосредоточенности. Рассчитаем предельную температуру точек центральной оси стального листа толщиной 3 мм, нагреваемого пламенем неподвижной горелки с расходом ацетиленового газа 400 л/час (наконечник № 3).

Эффективная мощность $q = 600$ кал/сек (фиг. 75 и 76); коэффициент теплообмена между пламенем и верхней плоскостью листа $\alpha_1 = 0,015$ кал/см²сек[°]С (§ 23); коэффициент теплообмена между нижней плоскостью листа и спокойным воздухом $\alpha_2 = 0,001$ кал/см²сек[°]С (§ 2); остальные параметры пламени и коэффициенты теплофизических свойств стали — см. пример 1. Предельную температуру рассчитаем по формуле (26.6), причем для неподвижного пламени при $v = 0$ $\tau_0 = bt_0$.

Безразмерный критерий процесса

$$\tau_0 = bt_0 = \frac{0,015 + 0,001}{4 \cdot 0,1 \cdot 0,3 \cdot 0,31} = 0,43;$$

$$e^{bt_0} [-Ei(-bt_0)] = e^{0,43} [-Ei(-0,43)] = 1,537 \cdot 0,656 = 1,01,$$

Предельная температура (26.6) центральных точек

$$T(0, \infty) = \frac{600}{4 \cdot 0,1 \cdot 0,3} \cdot 1,01 = 1610^\circ,$$

т. е. выше температуры плавления стали.

Такой же расчет для расхода 250 л/час (наконечник № 2) дает предельную температуру 1360° , а для расхода 140 л/час (наконечник № 1) — 750° . Таким образом, с уменьшением номера наконечника предельная температура нагрева тонкого листа пламенем простой горелки понижается. Ввиду недостаточности данных о коэффициенте теплообмена между пламенем и нагреваемой поверхностью результаты расчета являются ориентировочными и имеют лишь относительное значение.

§ 28. НАГРЕВ ПЛАСТИНЫ НЕПОДВИЖНЫМ НОРМАЛЬНО-ПОЛОСОВЫМ ИСТОЧНИКОМ

К поверхности пластины толщиной δ приложен, начиная с момента $t=0$, непрерывно-действующий нормально-полосовой источник с плоскостью симметрии XOZ , неограниченно простирающейся в направлении OX (см. фиг. 95). Линейная мощность q_1 кал/см сек (на единицу длины источника в направлении OX), коэффициент сосредоточенности k (в направлении OY) и плоскость XOZ симметрии источника остаются постоянными за все время действия источника.

Вывод уравнения процесса нагрева совершенно аналогичен рассмотренному выше выводу для нормально-кругового источника. Суммируя элементарные приращения температуры (24.4) мгновенных нормально-полосовых источников за время t действия непрерывного источника, получим

$$T(y, t) = \int_0^t \frac{q_1 dt'}{c\gamma\delta [4\tau a (t - t' + t_0)]^{1/2}} \exp \left[-\frac{y^2}{4a (t - t' + t_0)} - b (t - t') \right] \quad (a)$$

Подстановка $t''' = t - t' + t_0$ (фиг. 96) приводит температуру (а) к виду

$$T(y, t) = \frac{q_1}{c\gamma\delta \sqrt{4\pi a}} e^{bt_0} \int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{\sqrt{t'''}} \exp\left(-\frac{y^2}{4at'''} - bt'''\right). \quad (28.1)$$

Этот интеграл выражается через функции интеграла Гаусса и коэффициент теплонасыщенности ψ_1 .

Температуру (28.1) пластины можно выразить через коэффициент теплонасыщения ψ_1 , для непрерывно-действующего плоского источника по схеме фиг. 97.

$$T(y, t) = \frac{q_1}{2\sqrt{(x_1 + a_2)\lambda\delta}} e^{-\alpha_1 t} [\psi_1(\rho_1, \tau + \tau_0) - \psi_1(\rho_1, \tau_0)]; \quad (28.2)$$

здесь $\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a}}|y|$; $\tau = bt$; $\tau_0 = bt_0$. Выражение (28.6) построено подобно выражению (26.2), физический смысл его такой же. Для точек плоскости симметрии $y=0$ выражение (28.2) совпадает с выражением (28.5) — см. ниже.

В предельном состоянии, т. е. при $t \rightarrow \infty$, коэффициент теплонасыщения $\psi_1(\rho_1, \infty) \rightarrow 1$, а температура пластины стремится к

$$T(y, \infty) = \frac{q_1}{2\sqrt{(x_1 + a_2)\lambda\delta}} e^{-\alpha_1 t} [1 - \psi_1(\rho_1, \tau_0)]. \quad (28.3)$$

Для точек плоскости $y=0$ выражение (28.3) совпадает с выражением (28.6).

Вычислим температуру точек пластины, лежащих в плоскости XOZ симметрии нормально-плоского источника, положив в уравнении (28.1) $y=0$

$$T(0, t) = \frac{q_1}{c\gamma\delta \sqrt{4\pi a}} e^{bt_0} \int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{\sqrt{t'''}} e^{-bt'''} \quad (28.4)$$

В интеграле (28.4) положим $bt''' = u^2$; $bdt''' = 2udu$ и выразим его через функцию интеграла вероятности Гаусса $\Phi(u)$, см. выражение (6.2)

$$\int_{t_0}^{t+t_0} \frac{dt'''}{\sqrt{t'''}} e^{-bt'''} = \frac{2}{\sqrt{b}} \sqrt{\frac{t+t_0}{t_0}} e^{-u^2} du = \frac{2}{\sqrt{b}} \frac{\sqrt{t}}{2} [\Phi(\sqrt{b(t+t_0)}) - \Phi(\sqrt{bt_0})] \quad (6)$$

Подставив интеграл (6) в уравнение (28.4), получим температуру точек плоскости симметрии пластины в замкнутой форме

$$T(0, t) = \frac{q_1}{2\sqrt{(x_1 + a_2)\lambda\delta}} e^{bt_0} [\Phi(\sqrt{b(t+t_0)}) - \Phi(\sqrt{bt_0})]. \quad (28.5)$$

Здесь заменено $c\gamma\delta \sqrt{ab} = \sqrt{(x_1 + a_2)\lambda\delta}$, имея в виду, что $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ и $b = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{c\gamma\delta}$.

Выражение (28.5), так же как и выражение (26.5), представляет алгебраическую сумму температур плоскости XOZ пластины от приложенных в плоскости XOZ непрерывно-действующего в течение $t+t_0$ источника с мощностью q_1 , на единицу длины пластины и от стока — q , приложенного на t позднее и действующего в течение времени t_0 (фиг. 97).

В предельном состоянии, т. е. $t \rightarrow \infty$, температура плоскости симметрии XOZ пластины

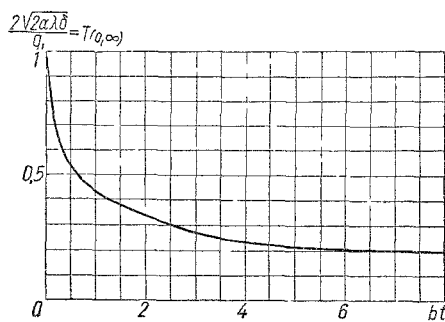
$$T(0, \infty) = \frac{q_1}{2\sqrt{(\alpha_1 + \alpha_2)\lambda\delta}} e^{bt_0} [1 - \Phi(\sqrt{bt_0})], \quad (28.6)$$

так как $\Phi(\infty) = 1$. Предельная температура точек плоскости симметрии пластины, нагреваемой неподвижным нормально-полосовым теплообменным источником, пропорциональна линейной мощности источника q_1 , обратно пропорциональна корню квадратному из произведения $(\alpha_1 + \alpha_2)\lambda\delta$ и уменьшается с увеличением без-

размерного критерия bt_0 (фиг. 101). Чем больше коэффициент сосредоточенности k нормально-полосового источника, тем выше предельная температура нагрева. Полагая $t_0 \rightarrow 0$, получим температуру предельного состояния нагрева пластины плоским непрерывно действующим источником той же мощности q_1

$$T(0, \infty) |_{t_0=0} = \frac{q_1}{2\sqrt{2\alpha\lambda\delta}}; \quad (28.7)$$

здесь коэффициенты теплоотдачи верхней и нижней поверхностей пластины одинаковы и равны коэффициенту α для спокойного воздуха, поэтому $\alpha_1 + \alpha_2 = 2\alpha$.



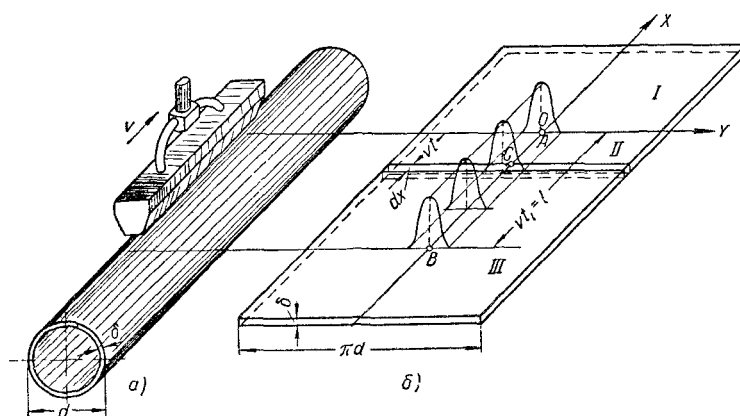
Фиг. 101. Процесс нагрева поверхности пластины теплообменным нормально-полосовым источником; предельная температура $T(0, \infty)$ точек плоскости симметрии $y=0$ в зависимости от безразмерного критерия bt_0 .

§ 29. РАСЧЕТЫ НАГРЕВА ТОНКОГО ЛИСТА ПЛАМЕНЕМ ЛИНЕЙНОЙ ГОРЕЛКИ

При скоростной автоматической газовой сварке труб, согнутых из тонких листов, кромки продольного шва оплавливают пламенем линейной горелки, перемещающейся вдоль шва с большой скоростью (до 600 м/час) (фиг. 102, а). Прогретые кромки листов сдавливаются. Для пресекгирования многопламенных горелок, для выбора оптимального режима оплавления кромок необходимо установить влияние параметров режима — скорости перемещения горелки, числа и расположения сопел и расхода горючего газа — на процесс нагрева кромок продольного шва трубы.

Расчет процесса нагрева кромок основан на следующих предположениях. Вследствие малой кривизны трубы тепло распространяется в ней, как в пластине толщиной δ и шириной πd (фиг. 102, б).

Влиянием зазора между стыкуемыми листами будем пренебрегать; нагрев торцов кромок прорывающимися в зазор струями горячего газа отнесем в запас. Длину расчетной пластины, как и длину трубы, считаем неограниченной. Ввиду непродолжительности нагрева ограниченность расчетной пластины по ширине заметно не влияет на распространение тепла; поэтому процесс изменения температуры шва в периоде нагрева будем рассчитывать, предполагая пластину неограниченной и по ширине. В периоде охлаждения необходимо учитывать, что продольные грани пластины, $y = \pm \pi/2 d$, соответствующим



Фиг. 102. Схема нагрева продольного шва трубы из тонкого листа пламенем быстро движущейся линейной горелки.

щие продольному сечению трубы диаметральной плоскостью, проходящей через стык, не пропускают тепла.

Условия омывания пламенем трубы малого диаметра отличаются от условий омывания плоской поверхности. Поэтому распределение удельного потока конвективной теплоотдачи пламени изменяется с изменением диаметра трубы, особенно в области, удаленной от диаметральной плоскости пламени. За отсутствием опытных данных будем пренебрегать влиянием диаметра трубы и предположим, что тепловой поток пламени линейной горелки распределен по поверхности трубы так же, как и по поверхности пластины.

Источник тепла — нормально-полосовой, длиной l с линейной эффективной мощностью q_1 и коэффициентом сосредоточенности k — перемещается в направлении оси Ox с большой скоростью v . Для расчета температуры в области, близкой к шву, будем считать источник быстро движущимся, т. е. будем в соответствии с соображениями, развитыми в § 15, считать, что тепло распространяется только в направлении Oy , перпендикулярном направлению перемещения источника. Тогда в каждом из элементарных стержней шириной dx , вырезанных из пластины непроникающими тепла плоскостями, перпендикулярными оси Ox , тепло распространяется независимо. Нагрев такого стержня за время t участком AC подвижного нормально-

полосового источника (фиг. 102,б) эквивалентен нагреву стержня в течение времени t неподвижным нормально-полосовым источником той же линейной мощности q_1 .

Для расчета процесса нагрева стыка трубы, согнутой из тонких листов, пламенем быстро движущейся вдоль своей оси линейной горелки воспользуемся схемой нагрева неограниченной пластины (с полным выравниванием температуры по толщине) неподвижным нормально-полосовым источником тепла (§ 28). Расчетная длительность нагрева t горелкой длиной l , перемещающейся со скоростью v , очевидно, равна $t=l/v$. В соответствии с принятыми расчетными предположениями область I , лежащая впереди быстродвижущегося источника, его теплом не нагревается, область II нагревается источником, а в области III , лежащей позади источника, выравнивается ранее внесенное тепло.

Пример. Стык листов из малоуглеродистой стали толщиной 1,5 мм нагревают пламенем линейной горелки с расходом ацетилена 1500 л/час, перемещающейся со скоростью 94 м/час = 2,6 см/сек. Наконечник горелки имеет 20 сопел № 0 ($d = 0,75$ мм) с шагом 6 мм; рабочая длина наконечника $l = 20 \cdot 0,6 = 12,0$ см. При этих условиях нагрева поверхность листов на оси перемещения горелки начинает оплавляться (опыты М. Х. Шоршорова).

Наиболее высокая температура на оси перемещения горелки достигается в точке B (фиг. 102, б), находящейся под нагревом в течение

$$t = \frac{l}{v} = \frac{12,0}{2,6} = 4,6 \text{ сек.}$$

Вычислим изменение температуры точки O оси OX в периоде нагрева и в периоде охлаждения. Тепловые измерители источника выберем по данным § 22 для наконечника типо-размера B :

линейная эффективная мощность $q_1 = 132$ кал/см сек (табл. 5);
коэффициент сосредоточенности $k = 0,89$ 1/см² (табл. 6);
постоянная времени при нагреве стали $t_0 = 3,5$ сек. (табл. 6);
коэффициент теплообмена между пламенем и нагреваемой поверхностью трубы $\alpha = 0,015$ кал/см²сек°C (табл. 6);

Расчетные теплофизические коэффициенты для малоуглеродистой стали выберем по данным § 1 и 4 — см. также пример 1, § 27.

$$\gamma = 0,01 \text{ кал/см сек } ^\circ\text{C}; \quad c\gamma = 1,25 \text{ кал/см}^3 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad a = 0,08 \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Коэффициент теплообмена между внутренней поверхностью трубы и воздухом примем по данным § 2 и 4

$$\alpha_2 = 0,001 \text{ кал/см}^2 \text{ сек } ^\circ\text{C.}$$

Коэффициент температурообмена выразится

$$b = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{c\gamma\delta} = \frac{0,015 + 0,001}{1,25 \cdot 0,15} = 0,085 \text{ 1/сек.}$$

Температура сквозного прогрева точек оси OX по уравнению (28.5) в периоде нагрева выразится

$$T(0, t) = \frac{132}{2V(0,015 + 0,001) \cdot 0,10 \cdot 0,15} e^{0,085 \cdot 3,5} [\Phi(\sqrt{0,085}(t - 3,5)) - \Phi(\sqrt{0,085} \cdot 3,5)] = 4300 \cdot 1,35 [\Phi(\sqrt{0,085}(t + 3,5)) - 0,560]. \quad (29.1)$$

Длительность t_g нагрева любой точки C оси OX равна

$$t_g = \frac{l}{v} = \frac{12,0}{2,6} = 4,6 \text{ сек.}$$

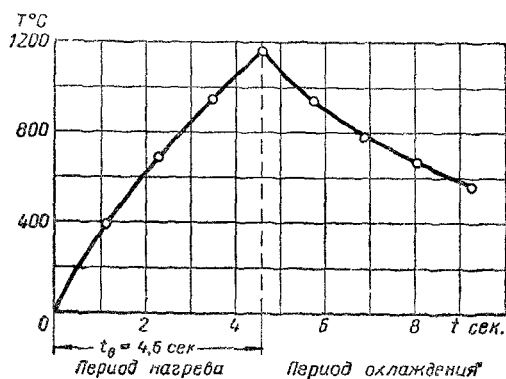
Вычислим по уравнению (29.1) изменение температуры через промежутки времени, соответствующие одной четвертой длины горелки (табл. 8).

Таблица 8

Периоды	x см	t сек.	$t+3,5$ сек.	$\sqrt{b(t+3,5)}$	$\Phi(\sqrt{b(t+3,5)})$	$\Phi(\sqrt{b(t+3,5)})-0,560$	$T^\circ\text{C}$	$\dot{T}_{\text{охл.}}^\circ\text{C}$
нагрева	0	0	3,5	0,546	0,560	0	0	—
	3	1,15	4,65	0,629	0,626	0,066	383	—
	6	2,3	5,8	0,702	0,679	0,119	690	—
	9	3,45	6,95	0,768	0,723	0,163	945	—
	12	4,6	8,1	0,830	0,760	0,200	1160	—
охлаждения	15	5,75	9,25	0,886	0,790	0,230	1334	951
	18	6,9	10,4	0,940	0,816	0,256	1485	795
	21	8,05	11,55	0,991	0,839	0,279	1618	673
	24	9,2	12,7	1,038	0,858	0,298	1728	568

Изменение температуры в периоде охлаждения, т. е. для моментов времени $t > t_0$ вычислим по правилу, изложенному в § 17 — см. уравнение (17.5). Так, например, температура в периоде охлаждения через 6,9 сек., после начала нагрева равна разности температуры 1485° вызванной источником, действующим в течение 6,9 сек., и температуры 690°, вызванной стоком тепла, действующим в течение 6,9—4,6=2,3 сек

$$1485 - 690 = 795^\circ.$$



Фиг. 103. Изменение средней по толщине температуры точек в стыке стальных листов толщиной 1,5 мм, нагреваемых линейной многопламенной горелкой (к примеру расчета).

пламя углубляется в ванну и ускоряет сквозное проплавление листа. Поэтому сквозному проплавлению тонкого стального листа соответствуют средняя расчетная температура 1100—1300°, меньшая температуры плавления.

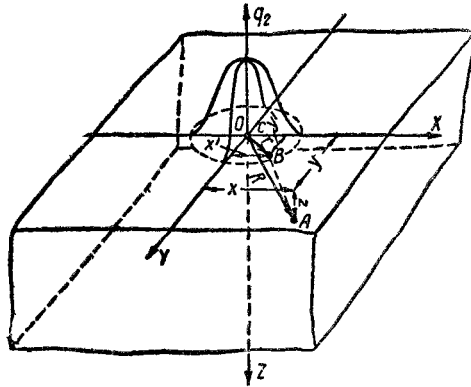
§ 30. МГНОВЕННЫЙ НОРМАЛЬНО-КРУГОВОЙ ИСТОЧНИК НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ТЕЛА

Нормально-круговой источник с эффективной мощностью q и с коэффициентом сосредоточенности k приложен мгновенно в момент $t=0$ к поверхности полубесконечного тела, не обменивающейся теплом с окружающей средой (фиг. 104). Совместим с центром S мгновенно

венного источника начало O прямоугольной системы координат XYZ . Распределение тепла мгновенного нормально-кругового источника по плоскости XOY выразится в соответствии с уравнением (21.1)

$$q_2(r) dt = q_{2m} dt e^{-kr^2}. \quad (a)$$

Уравнение процесса распространения тепла мгновенного нормально-кругового источника, приложенного к поверхности полубесконечного тела, найдем по методу источников. Разобьем всю плоскость XOY , к которой приложен источник, на элементы $dF = dx' dy'$. Количество тепла $dQ = q_2(r)' dx' dy' dt$ кал., приложенное в начальный момент $t=0$ к элементу площади dF в точке $B(x', y')$ поверхности тела, будем рассматривать, как мгновенный точечный источник, процесс распространения которого в полубесконечном теле описывается уравнением (11.1)



Фиг. 104. Схема нагрева полубесконечного тела поверхностным нормально-круговым источником тепла.

$$dT(x, y, z, t) = \frac{2q_2(r)' dx' dy' dt}{c\gamma (4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R'^2}{4at}}; \quad (б)$$

здесь R' — расстояние произвольной точки тела $A(x, y, z)$ от мгновенного точечного источника $B(x', y', 0)$,

$$R'^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2. \quad (в)$$

Подставим выражения (а) и (б) в выражение (в) и замечая, что $r'^2 = x'^2 + y'^2$, получим уравнение распространения тепла dQ , приложенного к элементу площади dF

$$dT(x, y, z, t) = \frac{2q_{2m} dx' dy' dt}{c\gamma (4\pi at)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}{4at} - k(x'^2 + y'^2)\right]. \quad (г)$$

Мгновенный нормально-круговой источник [уравнение (а)] мы представили совокупностью бесконечно-большого количества элементов тепла dQ , приложенных к элементам площади dF , на которые разбита плоскость XOY . Процесс распространения тепла $T(r, z, t)$ мгновенного нормально-кругового источника представим в соответствии с принципом наложения совокупностью элементарных процессов (г) распространения тепла мгновенных точечных источников dQ , взятых по всей площади F граничной плоскости XOY бесконечного тела

$$T(r, z, t) = \int_F dT(x, y, z, t). \quad (30.1)$$

В уравнение (30.1) подставим значение $dT(x, y, z, t)$ из уравнения (2) и распространим интегрирование по переменным x' и y' в пределах от $-\infty$ до $+\infty$

$$T(r, z, t) = \frac{2q_{2m}dt}{c\gamma(4\tau at)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' \exp \left[-\frac{(x-v')^2 + (y-y')^2 - z^2}{4at} - \frac{r'^2 - y'^2}{4at_0} \right] \quad (30.2)$$

В этом выражении коэффициент сосредоточенности источника k заменен постоянной времени t_0 .

Интеграл (30.2) распадается на два простых однолипных интеграла по каждой из переменных x' и y'

$$I(r, z, t) = \frac{2q_{2m}dt}{c\gamma(4\tau at)^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4at}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \exp \left[-\frac{r'^2}{4at_0} - \frac{(x-v')^2}{4at} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \exp \left[-\frac{y'^2}{4at_0} - \frac{(y-y')^2}{4at} \right]; \quad (\lambda)$$

эти интегралы с бесконечными пределами выражаются элементарными функциями от параметров, что легко показать приведением аргумента показательной функции к полному квадрату. Положим

$$A(x, m, n) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \exp \left[-\frac{x'^2}{m} - \frac{(x-v')^2}{n} \right], \quad (\epsilon)$$

где $m=4at_0$; $n=4at$. Применим подстановку

$$u = \sqrt{\frac{m+n}{mn}} x' - \sqrt{\frac{mn}{m+n}} \frac{x}{n}; \quad du = \sqrt{\frac{m+n}{mn}} dx', \quad (\lambda)$$

$$\begin{aligned} u^2 &= \frac{m+n}{mn} x'^2 - 2 \frac{x'x}{n} + \frac{m}{n(m+n)} x^2, \\ -u^2 - \frac{v^2}{m+n} &= -\frac{m+n}{mn} x'^2 + 2 \frac{x'x}{n} - \left[\frac{m}{n(m+n)} + \frac{1}{m+n} \right] x^2 = \\ &= -\frac{m+n}{mn} x'^2 - \frac{2v'x}{n} - \frac{x^2}{n} = -\frac{x'^2}{m} - \frac{(x-x')^2}{n}; \end{aligned}$$

тогда

$$A(x, m, n) = \sqrt{\frac{mn}{m+n}} e^{-\frac{x^2}{m+n}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du = \sqrt{\frac{\pi mn}{m+n}} e^{-\frac{x^2}{m+n}} \quad (3)$$

Последний интеграл равен, как известно, $\sqrt{\pi}$; очевидно, что

$$A(y, m, n) = \sqrt{\frac{\pi mn}{m+n}} e^{-\frac{y^2}{m+n}}. \quad (\mu)$$

Подставим в выражение (д) вычисленные значения (з) и (и)

$$\begin{aligned} T(r, z, t) &= \frac{2q_{\infty} dt}{c\gamma (4-at)^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4at}} A(x, m, n) A(y, m, n) = \\ &= \frac{2q_{\infty} dt}{c\gamma (4-at)^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4at}} \frac{mn}{m+n} e^{-\frac{x^2+y^2}{m+n}}. \end{aligned} \quad (\kappa)$$

Заменим обозначения m и n их значениями $4at_0$ и $4at$, а также введем плоский радиус-вектор r^2

$$T(r, z, t) = \frac{2q_{\infty} dt}{c\gamma (4-at)^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4at}} \frac{4at_0 \cdot 4at}{4a(t_0 + t)} e^{-\frac{r^2}{4a(t+t_0)}}. \quad (\lambda)$$

Замечая, что по уравнениям (21 4) и (24 1) $q = 4\pi at_0 q_{2m}$ и сокращая, получим окончательное уравнение процесса распространения в полубесконечном теле тепла поверхностного нормального кругового источника

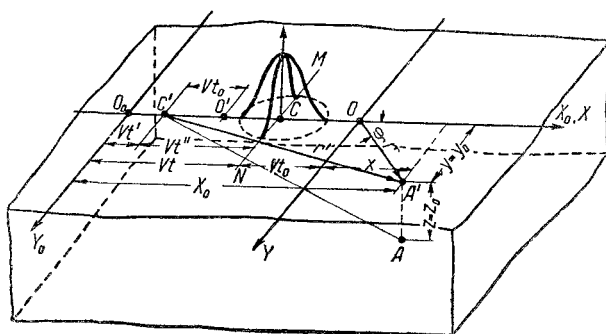
$$T(r, z, t) = \frac{2qdt}{c\gamma} \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right)}{(4-at)^{3/2}} \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{4a(t+t_0)}\right)}{4a(t+t_0)}. \quad (30.3)$$

В этом уравнении второй сомножитель выражает с точностью до постоянного множителя линейный процесс [уравнение (5 4)] распространения тепла, приложенного в плоскости XOY фиктивного плоского мгновенного источника в глубь тела параллельно оси OZ , начинающийся в момент $t=0$, когда приложен действительный нормально-круговой источник. Третий сомножитель описывает плоско-радиальный процесс [уравнение (5 3)] распространения тепла фиктивного линейного источника, совпадающего с осью OZ , начинающийся на t_0 раньше момента приложения действительного источника. Выражение процесса распространения тепла мгновенного нормально-кругового источника в полубесконечном теле представляет произведение выражений (5 4) и (24 3) линейного и плоско-радиального процессов распространения тепла.

§ 31. НАГРЕВ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ТЕЛА ПОДВИЖНЫМ НОРМАЛЬНО-КРУГОВЫМ ИСТОЧНИКОМ

Процесс распространения в полубесконечном теле тепла непрерывно-действующего нормально-распределенного источника будем рассматривать в соответствии с принципом наложения как совокупность элементарных процессов распространения тепла соответствующих мгновенных источников. Рассмотрим процесс распространения тепла нормально-кругового источника, неподвижного или движущегося по поверхности полубесконечного тела, и его предельный случай — процесс распространения тепла быстродвижущегося нормально-линейного источника.

А. Непрерывно-действующий нормально-круговой источник. Пусть источник с эффективной мощностью q и коэффициентом сосредоточенности k перемещается по поверхности полубесконечного тела, которая не обменивается теплом с окружающим воздухом. Центр C источника, совпадающий в начальный момент $t=0$ с началом O_0 неподвижной координатной системы X_0, Y_0, Z_0 , перемещается по оси O_0X_0 на поверхности тела со скоростью v (фиг. 105). Мощность q , коэффициент k и скорость v остаются постоянными за все время перемещения источника. Промежуток времени t действия непрерывного подвижного источника разобьем на элементы dt' . Тепло, введенное мгновенным



Фиг. 105. Схема нагрева полубесконечного тела поверхностным подвижным нормально-круговым источником тепла.

нормально-круговым источником $dQ=qdt'$ с центром в точке C' , приложенным в момент t' на расстоянии vt' от точки O_0 — начального положения центра источника, распространяясь по телу в течение $t''=t-t'$, повысит к моменту t температуру точки $A(x_0, y_0, z_0)$ на

$$dT(r', z, t'') = \frac{2qdt'}{c\gamma} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{4at''}\right)}{(4\pi at'')^{3/2}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{r'^2}{4a(t_0+t'')}\right)}{4\pi a(t_0+t'')}; \quad (a)$$

здесь $r'^2 = \overline{(C'A')^2} = (x_0 - vt')^2 + y_0^2$ — квадрат проекции $C'A'$ на плоскость $X_0O_0Y_0$ расстояния $C'A$ точки A от центра мгновенного источника C' (фиг. 105).

По принципу наложения температура в момент t продолжающегося действия нормально-кругового подвижного источника q равна сумме температур dT от всех элементарных источников $dQ(t')$, выделившихся за время от $t'=0$ до $t'=t$ действия источника на всем пути O_0C его перемещения

$$T(x_0, y_0, z_0, t) = \int_0^t \frac{2qdt'}{c\gamma [4\pi a(t-t')]^{3/2} [4\pi a(t_0+t-t')]} \exp\left[-\frac{z_0^2}{4a(t-t')} - \frac{(x_0 - vt')^2 + y_0^2}{4a(t_0+t-t')}\right] dt'. \quad (31.1)$$

Введем подвижную систему координат XYZ с началом в точке O , находящейся на оси O_0X_0 на расстоянии vt_0 впереди рассматриваемого положения C центра источника. Заменяем переменные

$$x_0 = v(t + t_0) + x; \quad y_0 = y; \quad z_0 = z; \quad (6)$$

и для упрощения записи перейдем к переменной времени $t'' = t - t'$ (фиг. 105), тогда $x_0 - vt' = x_0 - v(t - t'') = x + v(t_0 + t'')$

$$T(x, y, z, t) = \int_0^t \frac{2q dt''}{c\gamma (4\pi a t'')^2 [4\tau a(t_0 + t'')]^2} \exp \left\{ -\frac{z^2}{4at''} - \frac{[x + v(t_0 + t'')]^2 + y^2}{4a(t_0 + t'')} \right\}. \quad (B)$$

Преобразуем показатель экспоненты, введя радиус-вектор r точки A относительно начала O подвижных координат, $r^2 = x^2 + y^2$,

$$T(x, y, z, t) = \frac{2q}{c\gamma (4\pi a)^2} \exp \left(-\frac{vx}{2a} \right) \int_0^t \frac{dt''}{v t'' (t_0 + t'')} \exp \left[\frac{z^2}{4at''} - \frac{r^2}{4a(t_0 + t'')} - \frac{v^2}{4a}(t_0 + t'') \right]. \quad (31.2)$$

Уравнение (31.2), описывающее процесс распространения тепла при нагреве поверхности полубесконечного тела подвижным нормально-круговым источником, отнесен к подвижной системе координат с началом в точке O — фиктивном точечном источнике, находящемся на расстоянии vt_0 впереди центра нормально-кругового источника. Интеграл (31.2) выражается через элементарные функции лишь в некоторых частных случаях.

Температура центра неподвижного источника. Процесс нагрева поверхности тела неподвижным нормально-круговым источником описывают уравнением (31.2), полагая $v=0$. Очевидно, что поле этого процесса симметрично относительно оси OZ симметрии источника, проходящей в глубь тела через центр C , совпадающий при $v=0$ с началом O_0 неподвижной и с началом O подвижной системы координат. Большой интерес представляет изменение со временем t температуры центральной точки $O(0,0,0)$. Температура центральной точки в любой момент времени $t \geq 0$ превышает температуры всех других точек, так как зависящие от r и от z экспоненциальные сомножители подинтегральной функции при $r=z=0$ равны единице, а при $r \neq 0$ и $z \neq 0$ — меньше единицы.

Температуру центра C неподвижного источника получим, полагая в уравнении (31.2) $v=0$; $x=y=z=0$

$$T(0, 0, 0, t) = \frac{2q}{c\gamma (4\tau a)^2} \int_0^t \frac{dt''}{v t'' (t_0 + t'')} \quad (r)$$

Подстановкой $t''/t_0 = \omega^2$; $\frac{dt''}{t_0} = 2\omega d\omega$ интеграл (г) приводится к элементарной функции

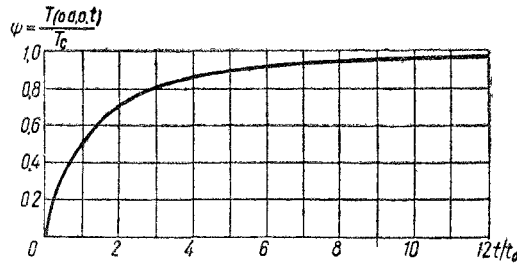
$$T(0, 0, 0, t) = \frac{2q}{c\gamma (4\pi a)^{1/2}} \cdot \frac{2}{(t_0)^{1/2}} \int_0^{\sqrt{t/t_0}} \frac{d\omega}{1 + \omega^2} = \frac{4q}{4\pi a c\gamma (4\pi a t_0)^{1/2}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{t}{t_0}} \right); \quad (\text{д})$$

$$T(0, 0, 0, t) = \frac{q}{2\lambda \sqrt{4\pi a t_0}} \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}}. \quad (31.3)$$

В начальный момент $t=0$ температура центра C равна нулю $T(0, 0, 0, 0)=0$. В начальном периоде, когда $t \ll t_0$, $\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}} \approx \sqrt{\frac{t}{t_0}}$, и температура возрастает пропорционально корню квадратному из времени. Далее рост замедляется, и температура возрастает, асимптотически приближаясь к температуре T предельного состояния, которую получим, полагая в уравнении (31.3) $t \rightarrow \infty$; тогда $\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}} \rightarrow \frac{\pi}{2}$ и

$$T_c = T(0, 0, 0, \infty) = \frac{q}{2\lambda \sqrt{4\pi a t_0}} = \frac{q}{2\lambda} \sqrt{\frac{k}{\tau}}. \quad (31.4)$$

Предельная температура T_c центральной точки неподвижного нормально-кругового источника в полубесконечном теле пропорциональна мощности источника и корню квадратному из его коэффициента сосредоточенности k и обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности λ тела. Эта температура является наибольшей, которую может развить в полубесконечном теле поверхностный нормально-круговой источник данной мощности и с данным коэффициентом сосредоточенности.



Фиг. 106. Процесс нагрева поверхности полубесконечного тела непрерывно-действующим неподвижным нормально-круговым источником тепла; коэффициент теплонасыщения ψ центральной точки C .

Температуру в процессе теплонасыщения [уравнение (31.3)]

можно представить произведением предельной температуры [уравнение (31.4)] на коэффициент теплонасыщения $\psi(0, 0, 0, t)$

$$T(0, 0, 0, t) = \psi(0, 0, 0, t) T_c; \quad \psi(0, 0, 0, t) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}}. \quad (31.5)$$

По мере нагрева коэффициент теплонасыщения возрастает, сначала пропорционально \sqrt{t} , затем все медленнее стремясь к $\psi(0, 0, 0, \infty) = 1$ в предельном состоянии (фиг. 106). Интересно отметить, что при продолжительности нагрева t , равной постоянной времени t_0

нормально кругового источника, т. е. при $t=t_0$, $\arctg 1 = \frac{\pi}{4}$, $\psi(0,0,0,1) = 0,5$; температура центральной точки равна половине ее предельной температуры.

Температурное поле предельного состояния. Предельное состояние процесса распространения тепла при нагреве поверхности полубесконечного тела (без теплообмена) подвижным нормально-круговым источником постоянной мощности q описывается уравнением (31.2), если положить $t \rightarrow \infty$. Отнесем уравнение к подвижной цилиндрической системе координат r, φ, z ; здесь φ — угол между плоским радиусом-вектором r и положительной полуосью OX (фиг. 105), очевидно, что $x = r \cos \varphi$. Для упрощения записи обозначим

$$kz^2 = \frac{z^2}{4at_0} = m; \quad kr^2 = \frac{r^2}{4at_0} = n; \quad k(vt_0)^2 = \frac{v^2 t_0}{4a} = p; \quad (31.6)$$

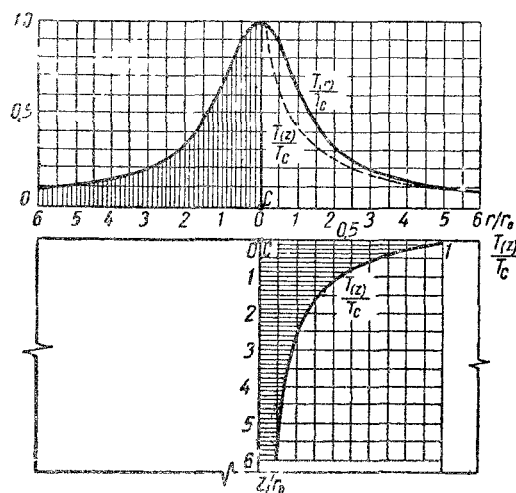
тогда температура предельного состояния выразится

$$T(r, \varphi, z, \infty) = T_c \exp(-2\sqrt{np} \cos \varphi) \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1+\omega^2} \exp\left[-\frac{m}{\omega^2} - \frac{n}{1+\omega^2} - p(1+\omega^2)\right]; \quad (31.7)$$

интеграл (31.7) выражается через элементарные функции от параметров m, n и p лишь в некоторых частных случаях. В общем случае значения интеграла можно вычислять по формулам механических квадратур.

Температуру предельного состояния при нагреве полубесконечного тела неподвижным нормально-круговым источником выразим, положив в уравнении (31.7) $p=0$ (так как $v=0$). Эта температура $T(r, z, \infty)$ не зависит от угла φ , т. к. поле симметрично относительно оси OZ . Распределения температуры $T(r, 0)$ по радиусам r в плоскости, нагреваемой источником, и $T(0, z)$ по оси OZ , направленной в глубь тела, характеризуются кривыми фиг. 107.

Наибольшая температура $T(0,0) = T_c$ имеет место в центре источника. По радиусам в плоскости XOY температура $T(r,0)$ по



Фиг. 107. Предельное состояние процесса нагрева поверхности полубесконечного тела неподвижным нормально-круговым источником тепла; — распределения температуры $T(r)$ по радиусу r в нагреваемой плоскости, $T(z)$ по оси OZ в глубь тела.

мере удаления от центра источника убывает медленнее, чем температура $T(0, z)$ по оси OZ . На расстояниях $z=r > \frac{5}{\sqrt{k}}$ температуры становятся практически одинаковыми с температурой от сосредоточенного в центре точечного источника той же мощности. Этим еще раз подтверждается тот факт, что характер местного распределения теплового потока источника сказывается на температурном поле только на расстояниях, близких к источнику. Вдали от области, занятой источником, и распределенный нормально-круговой, и сосредоточенный точечный источник равной мощности приводят к почти одинаковым распределениям температуры.

Температуру граничной плоскости XOY полубесконечного тела при предельном состоянии процесса нагрева подвижным нормально-круговым источником тепла выразим, положив в уравнении (31.7) $m=0$ (так как $z=0$)

$$\left. \begin{aligned} T(r, \varphi, 0, \infty) &= T_c e^{-2\sqrt{np} \cos \varphi} \frac{1}{\pi} A(0, n, p), \\ \text{где } A(0, n, p) &= 2 \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1+\omega^2} \exp \left[-\frac{n}{1+\omega^2} - p(1+\omega^2) \right]. \end{aligned} \right\} (31.8)$$

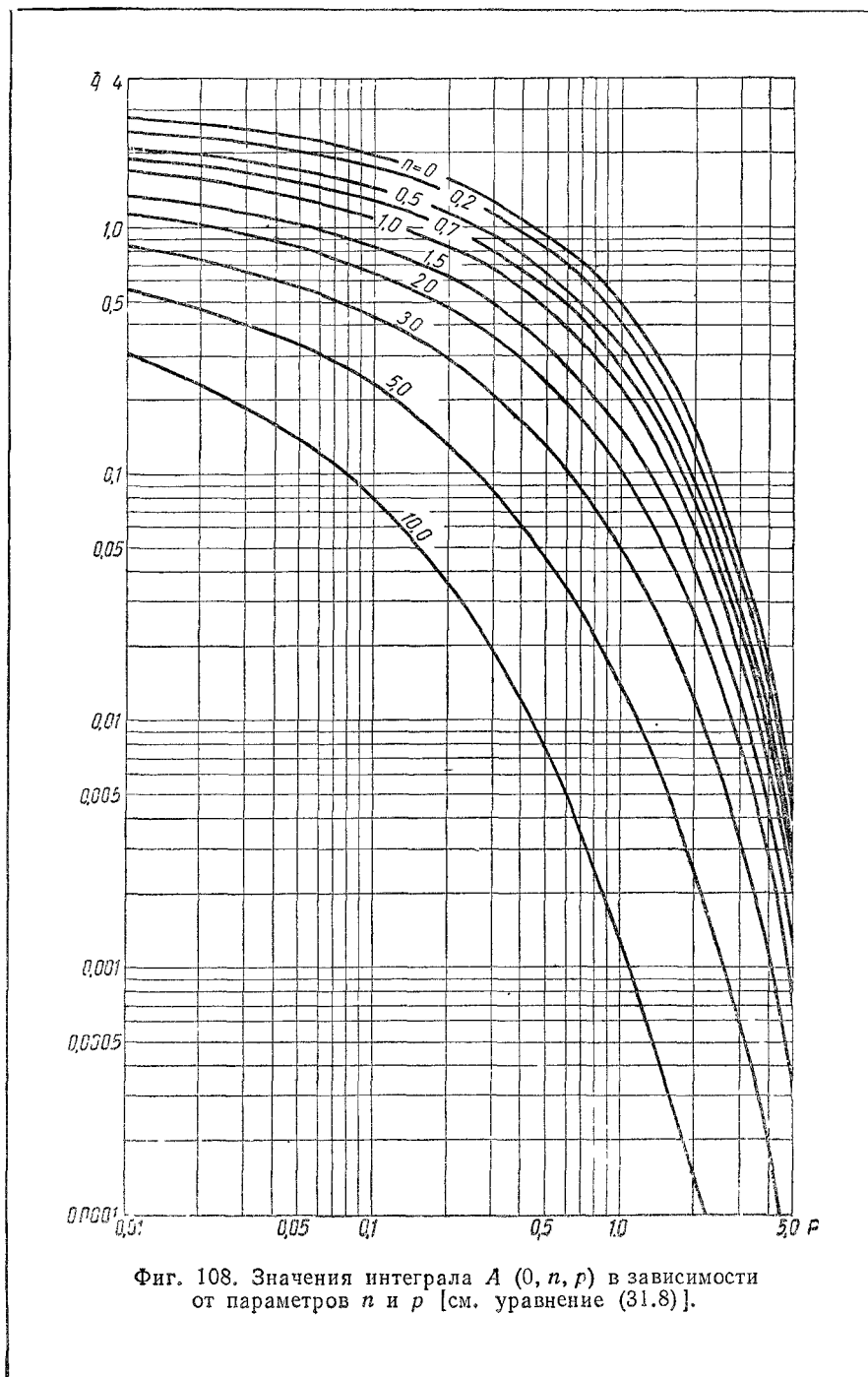
Значения интеграла $A(0, n, p)$ вычислены по формуле Симпсона для p от 0,01 до 5 и для n от 0 до 10 (фиг. 108).

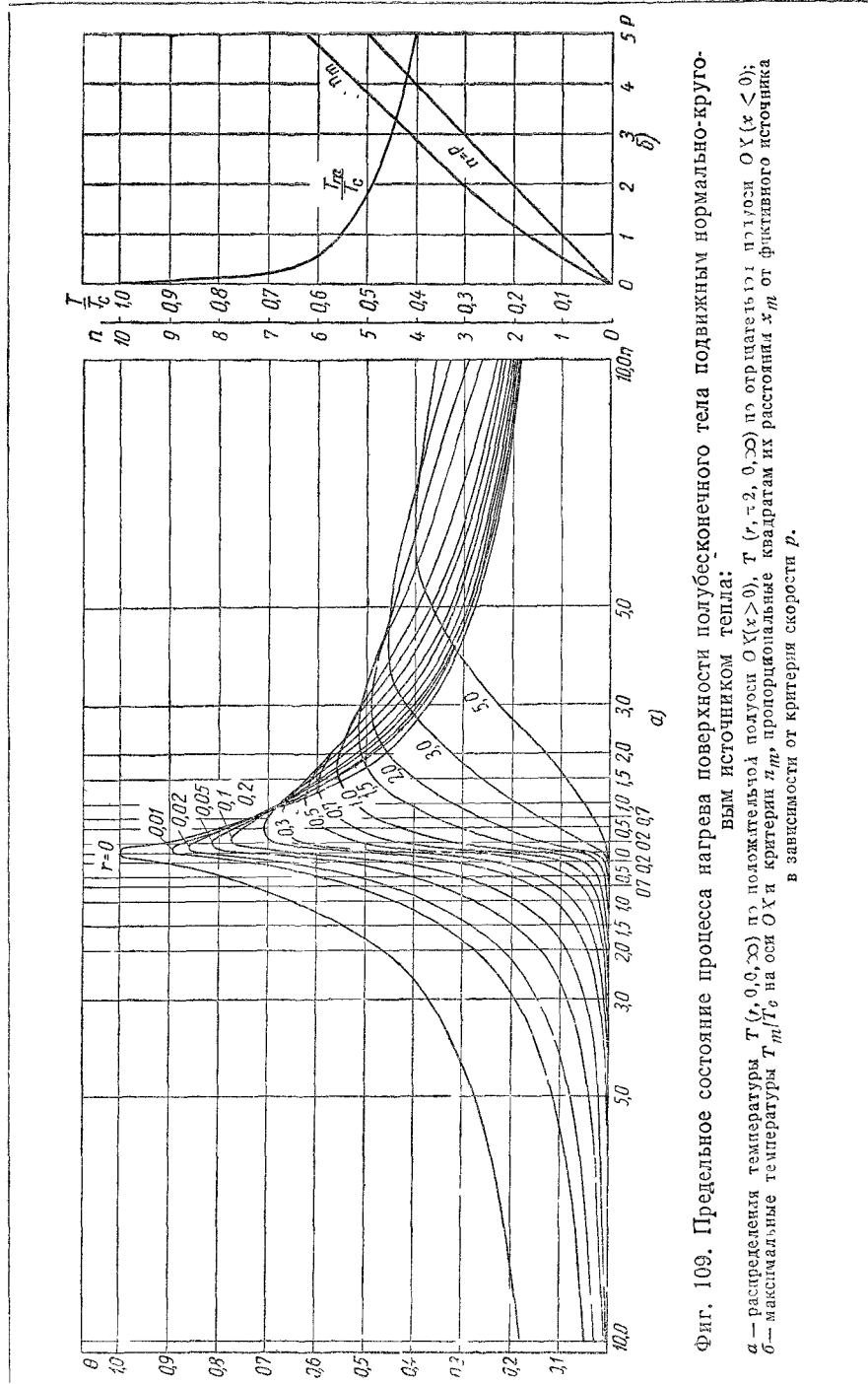
Температура оси OX , по которой перемещается центр C нормально-кругового источника, представляет большой практический интерес, так как точки этой оси нагреваются до наиболее высокой температуры. Положим в уравнении (31.8) $\varphi=0$ для положительной полуоси OX и $\varphi=180^\circ$ для отрицательной полуоси

$$\left. \begin{aligned} T(r, 0, 0, \infty) &= \left| T_c e^{\mp 2\sqrt{np}} \frac{1}{\pi} A(0, n, p); \right. \\ T(r, \frac{\pi}{2}, 0, \infty) &= \end{aligned} \right\} (31.9)$$

верхний знак минус в правой части (31.9) соответствует температуре точек положительной полуоси OX (впереди фиктивного источника O), нижний знак плюс — отрицательной полуоси OX (позади источника O).

Температуры оси OX перемещения источника вычислены по уравнению (31.9) для различных значений критерия p , пропорционального квадрату скорости v перемещения источника, и критерия n , пропорционального квадрату расстояния x от фиктивного источника — точки O (фиг. 109). При неподвижном источнике ($p=0$) температура распределена симметрично относительно центра C источника, совпадающего с фиктивным источником O [(фиг. 105 и 107), кривая $T(r, 0)$]. С повышением скорости перемещения источника с заданным коэффициентом распределенности k температура впереди фиктивного источника ($x>0$) падает все круче, температура самого фиктивного источника — точки O ($x=0$; $n=0$) резко понижается, а температура центра C источника ($n=p$) понижается, но менее резко, чем температура точки O . Максимальные температуры T_m точек оси OX с повышением скорости перемещения понижаются, а расстояния

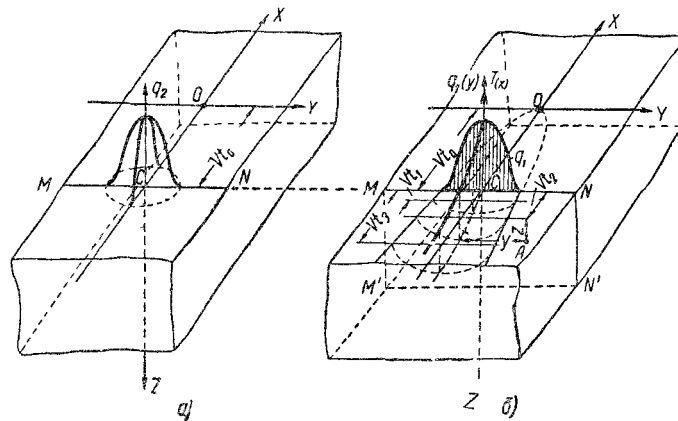




Фиг. 109. Предельное состояние процесса нагрева поверхности полубесконечного тела подвижным нормально-круговым источником тепла:
 a — распределения температуры T ($t, 0, 0, \infty$) по положительной полуоси Ox ($x > 0$), T ($t, \tau, 2, 0, \infty$) по отрицательной полуоси Ox ($x < 0$);
 b — максимальные температуры T_m/T_c на оси Ox и критерии p , пропорциональные квадратам их расстояний x_m от фиктивного источника в зависимости от критерия скорости p .

точки M с максимальной температурой как от фиктивного источника (n_m), так и от центра C источника ($n_m - p$) увеличиваются (фиг. 109, б). На участке оси OX позади точки M температура с увеличением скорости падает все положе (фиг. 109, а).

Б. Быстродвижущийся мощный нормально-линейный источник. По мере увеличения скорости v перемещения источника при пропорциональном увеличении его мощности q температурное поле предельного состояния, отнесенное к подвижным координатам, стремится к простой предельной форме. Будем считать, что тепло быстродвижущегося нормально-кругового источника $q_2(r) = q_{2m} \cdot e^{-kr}$ сосредото-



Фиг. 110. Схема (а) нагрева поверхности полубесконечного тела мощным быстродвижущимся нормально-круговым источником $q_2(r)$ и эквивалентная ей схема (б) нагрева нормально-линейным источником $q_1(y)$.

точено на оси MN , лежащей в граничной плоскости тела и проходящей через центр источника C перпендикулярно оси OX , его перемещения (фиг. 110). Спроектируем все элементы тепла, выделяемые нормально-круговым источником, на ось OY (фиг. 110, а), тогда в каждом элементе длины поперечной оси MN сосредоточится количество тепла $q_1(y)$ кал/см

$$q_1(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} q_2(r) dx = \sqrt{\frac{k}{\pi}} q e^{-ky^2} = q_{1m} e^{-ky^2}; \quad (31.10)$$

здесь $q_{1m} = \sqrt{\frac{k}{\pi}} q$ — максимальная линейная интенсивность в точке C ; выкладки аналогичны примененным в § 26 при выводе уравнения (26.8). Источник тепла (31.10), нормально-распределенный по линии MN , назовем нормально-линейным источником. Удельная линейная интенсивность источника $q_1(y)$ распределена нормально в направлении оси OY , в направлениях же OX и OZ тепло источника полностью сосредоточено и выделяется только по линии MN (фиг. 110, б).

При быстром перемещении нормально-линейного источника по поверхности полубесконечного тела введенное им в момент $t=0$ на оси MN тепло qdt будем считать распространяющимся только в направлении, перпендикулярном оси OX , т. е. в плоскости $MNN'M'$, так как градиенты температуры $\frac{\partial T}{\partial x}$ в направлении перемещения малы в сравнении с градиентами $\frac{\partial T}{\partial y}$ и $\frac{\partial T}{\partial z}$ в поперечной плоскости YOZ . Можно показать, что этот процесс описывается уравнением

$$T(y, z, t) = \frac{2q}{vc\gamma} \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{4at}\right)}{\sqrt{4\pi at}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{y^2}{4a(t_0+t)}\right)}{\sqrt{4\pi a(t_0+t)}}; \quad (31.11)$$

здесь время t отсчитывается от момента, когда нормально-линейный источник пересек плоскость $MN N' M'$; y и z — координаты точки A , лежащей в этой плоскости.

Процесс распространения в полубесконечном теле тепла мощного быстродвижущегося нормально-линейного источника тепла (31.10) распадается на ряд плоских процессов (31.11), протекающих в направлениях, перпендикулярных оси OZ . Тепло, введенное быстродвижущимся источником, распространяется так, как будто тело подразделено многими непронускающими тепла плоскостями, перпендикулярными оси OX . Температура [уравнение (31.11)] в плоском процессе распространения тепла быстродвижущегося нормально-линейного источника равна с точностью до постоянного множителя произведению температур линейного процесса распространения тепла в поперечном направлении OY длительностью t_0+t и начинающегося в момент t_0 линейного процесса в направлении глубины OZ длительностью t .

Температурное поле процесса [уравнение (31.11)] характеризуется следующим образом. Проведем в теле ряд поперечных сечений, перпендикулярных оси OX . В сечении, где находится в данный момент нормально-линейный источник, температура оси MN бесконечно велика, остальное сечение находится при нулевой температуре. В сечениях, находящихся позади источника на расстояниях vt_1, vt_2, vt_3 и т. д., наибольшая температура имеет место на оси OX

$$T(0, 0, t) = \frac{q}{2\pi\lambda v \sqrt{t(t_0+t)}}. \quad (31.12)$$

В начале процесса, т. е. при $t \ll t_0$, температура оси убывает пропорционально \sqrt{t} , как в линейном процессе выравнивания тепла мгновенного плоского источника. В конце процесса при $t \gg t_0$ температура убывает пропорционально t , как в плоском процессе выравнивания тепла мгновенного линейного источника (фиг. 111). В средней части процесс распространения в полубесконечном теле тепла нормально-линейного источника является переходным; температура оси убывает пропорционально t^n , где n возрастает от $1/2$ до 1 .

Уравнение процесса (31.11) представим в виде

$$T(y, z, t) = T(0, 0, t) \exp \left[-\frac{z^2}{4at} - \frac{y^2}{4a(t_0 + t)} \right],$$

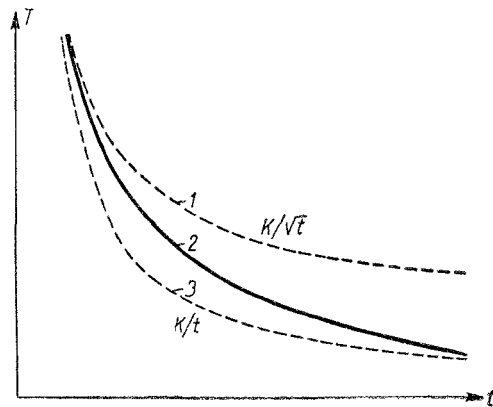
откуда после логарифмирования

$$\frac{y^2}{4a(t_0 + t)} + \frac{z^2}{4at} = \ln \frac{T(0, 0, t)}{T(y, z, t)}. \quad (31.13)$$

В данном поперечном сечении, находящемся на расстоянии vt от источника, изотермы любой температуры $T(y, z, t) = T$ представляют собой полуэллипсы с одинаковым соотношением осей, равным

$$\sqrt{1 + \frac{t_0}{t}}.$$

Большая ось изотермического полуэллипса параллельна оси OY , а меньшая — оси OZ . Для близких к источнику сечений, т. е. при $t \ll t_0$, полуэллипсы резко вытянуты в поперечном направлении, далее их эксцентриситеты уменьшаются; для удаленных сечений полуэллипсы приближаются к полуокружностям (фиг. 110, б). Нормально-линейный источник неравномерно нагревает полосу на поверхности тела; процесс теплопроводности заставляет тепло распространяться преимущественно в глубь тела и прогревать по мере удаления от источника все более глубокую зону с очертанием, стремящимся к полуокружности.



Фиг. 111. Изменение температуры точек центральной оси OX :

1 — полубесконечного тела при быстром перемещении точечного источника (плоско-радиальный процесс), 2 — полубесконечного тела при быстром перемещении нормально-линейного источника (процесс вначале плоско-радиальный, в конце — линейный); 3 — тонкой пластины при быстром перемещении линейного источника (плоский процесс); k — постоянная.

§ 32. РАСЧЕТЫ НАГРЕВА МАССИВНОГО ТЕЛА ПЛАМЕНЕМ ПРОСТОЙ ГОРЕЛКИ

Пример 1. Расчет длительного нагрева. Поверхность листа толщиной 80 мм из малоуглеродистой стали длительно нагревали пламенем простой горелки с расходом ацетилена 1000 л/час (наконечник № 5), перемещающимся со скоростью 3 м/час = 0,0834 см/сек. Рассчитать распределение температуры по оси перемещения центра пламени в предельном состоянии процесса распространения тепла.

Тепловые измерители пламени выберем из табл. 4, $q = 1270$ кал/сек; $k = 0,23$ л/см²; $t_0 = 14$ сек.

Теплофизические коэффициенты малоуглеродистой стали примем в соответствии с указаниями § 1 и 4:

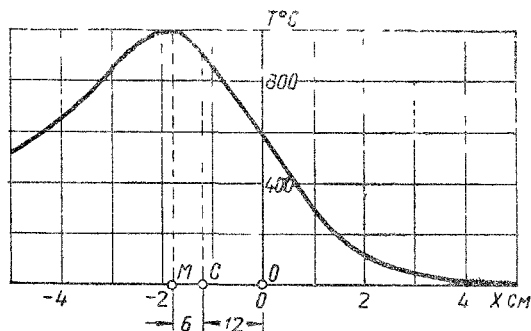
$$\lambda = 0,11 \text{ кал/см сек}^\circ\text{C}; \quad c\gamma = 1,25 \text{ кал/см}^3\text{C}; \quad a = 0,08 \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Ввиду большой толщины листа примем для расчета схему нагрева поверхности полубесконечного тела подвижным нормально-круговым источником (§ 31). Температуру оси OX перемещения центра источника рассчитаем по уравнению (31.9) (фиг. 105).

Температура T_c центра неподвижного источника выразится [см уравнение (31.4)]

$$T_c = \frac{1270}{2 \cdot 0,11} \sqrt{\frac{0,23}{\pi}} = 1750^\circ.$$

Расстояние между центром C нормально-кругового источника и фиктивным точечным источником O



Фиг. 112. Распределение температуры по оси перемещения центра пламени на поверхности массивного стального тела; наконечник № 5, $v=3$ м/час (к примеру 1).

$$vt_0 = 0,0834 \cdot 14 = 1,17 \text{ см.}$$

Безразмерные критерии — см. (31.6):

$$n = 0,23r^2;$$

$$p = 0,23 \cdot 1,17^2 = 0,314;$$

$$2\sqrt{np} = 2 \cdot 0,23 \cdot 1,17r = 0,54r. \quad (32.1)$$

Для точки оси OX с координатой x относительно фиктивного источника O радиус-вектор $r=|x|$. В уравнении (31.9) следует принимать верхний знак (минус) в показателе для точек впереди фиктивного источника O и знак плюс для точек

позади O . Вычислив безразмерные критерии n и p , найдем по графику (фиг. 108) величину $A(0, n, p)$ и затем рассчитаем температуру по уравнению (31.9) — см. табл. 9. (фиг. 112)

Таблица 9

x см	r см	n	A	$2\sqrt{np}$	$e^{-2\sqrt{np}}$	$T^\circ\text{C}$
5	5	5,7	0,07	2,7	0,067	1
4	4	3,7	0,15	2,16	0,115	9
3	3	2,1	0,33	1,62	0,198	32
2	2	0,92	0,68	1,08	0,340	115
1	1	0,23	1,0	0,54	0,58	285
0	0	0	1,3	0	1	640
-1	1	0,23	1,0	0,54	1,72	850
-2	2	0,92	0,68	1,08	2,94	990
-3	3	2,1	0,33	1,62	5,05	830
-4	4	3,7	0,15	2,16	8,7	650
-5	5	5,7	0,07	2,7	14,9	520

Критерий n_m , соответствующий расстоянию r_m точки с максимальной температурой T_m на оси OX , и отношение T_m/T_c найдем по аргументу $p=0,314$ из графика (фиг. 109)

$$n_m = 0,7; \quad T_m/T_c = 0,66.$$

Отсюда определим расстояние точки M

$$r_m = \sqrt{\frac{0,66}{0,23}} = 1,75 \text{ см}$$

и максимальную температуру

$$T_m = 0,66 \cdot 1550 = 1020^\circ.$$

Точка M с максимальной температурой 1020° находится на расстоянии $17,5 \text{ мм}$ позади фиктивного источника O и на расстоянии $17,5 - 11,7 = 5,8 \text{ мм}$ позади центра C нормально-кругового источника (фиг. 112).

Пример 2. Расчет кратковременного нагрева. Пламя простой горелки с расходом ацетилена 600 л/час (наконечник № 4) нагревает в течение 2 сек. плоскую поверхность:

а) стального листа толщиной 1 мм ;

б) массивного стального изделия.

Рассчитать изменение температуры точки C поверхности металла, находящейся на оси пламени (фиг. 93 и 104).

Параметры пламени выберем по табл. 4: эффективная мощность $q = 920 \text{ кал/сек}$; коэффициент сосредоточенности $k = 0,28 \text{ л/см}^2$; постоянная времени при нагреве стали $t_0 = 11 \text{ сек.}$

Коэффициенты теплофизических свойств для малоуглеродистой стали примем

$$\lambda = 0,10 \text{ кал/смсек } ^\circ\text{C}; \quad c\gamma = 0,16 \cdot 7,8 = 1,25 \text{ кал/см}^3 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad a = 0,08 \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Длительность действия пламени невелика в сравнении с постоянной времени нагрева t_0 . Поэтому при расчете нагрева пластины будем считать, что источник приложен мгновенно в момент, соответствующий прекращению действия пламени. Тем самым мы пренебрегаем процессом выравнивания тепла за время действия источника, т. е. за 2 сек. ; ошибка от принятия такого предположения тем меньше, чем более поздний момент процесса распространения тепла мы рассматриваем.

Количество тепла, введенное «мгновенным» нормально-круговым источником в момент $t = 0$, $q\Delta t = 920 \cdot 2 = 1840 \text{ кал}$. Это тепло по условию выравнивается мгновенно по толщине листа.

1. Изменение температуры центральных точек пятна нагрева в листе рассчитаем по схеме выравнивания в пластине тепла мгновенного нормально-кругового источника (§ 24, А), полагая в уравнении (24.3) $r = 0$

$$T(0, t) = \frac{1840 e^{-bt}}{1,25 \cdot 0,1 \cdot 4\pi \cdot 0,08 (t + 11)} = \frac{1330}{(1 + t/11)} e^{-bt}. \quad (32.2)$$

Множитель e^{-bt} учитывает теплоотдачу поверхностей пластины (см. § 7)

$$e^{-bt} = e^{-0,008t} = e^{-\frac{t}{125}},$$

здесь коэффициент $b = \frac{2a}{c\gamma\delta} = \frac{2 \cdot 0,001}{1,25 \cdot 0,1} = 0,016 \text{ 1/сек.}$; коэффициент теплоотдачи α

в свободном воздухе принят равным $0,001 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}^\circ\text{C}$, что соответствует средней температуре 400° (фиг. 6). При малых длительностях t процесса охлаждения, не превышающих 10 сек. ограничимся первыми двумя членами разложения показательной функции в степенной ряд и примем приближенно

$$e^{-bt} = e^{-0,016t} \approx 1 - t/62 \approx \frac{1}{1 + t/62},$$

тогда изменение температуры точек оси тонкой пластины с учетом теплоотдачи выразится

$$T(0, t) = \frac{1330}{(1 + t/11)(1 + t/62)}. \quad (32.3)$$

Температура центра пятна в момент окончания нагрева $T(0,0) = 1330^\circ$. Точный расчет по уравнению (26.5), учитывающий снижение интенсивности

нагрева вследствие теплообмена между металлом и пламенем, а также выравнивание температуры за время нагрева (2 сек.) дает

$$T(0, 2) = \frac{920}{4 \cdot 0,10 \cdot 0,1} e^{1,41} \left[Ei(-1,66) - Ei(-1,41) \right] =$$

$$7330 \cdot 4,096 \cdot (0,1146 - 0,0793) = 1060^\circ, \text{ т. е. на } 20\% \text{ ниже;}$$

$$\text{здесь } b = \frac{0,001 + 0,015}{1,25 \cdot 0,1} = 0,128 \text{ 1/сек;}$$

$$\tau_0 = 0,128 \cdot 11 = 1,41; \quad \tau + \tau_0 = 0,128 \cdot (2 + 11) = 1,66.$$

2 Изменение температуры центральной точки C поверхности массивного изделия для не слишком малых длительностей охлаждения, $t > 2$ сек. рассчитаем по уравнению (30.3), полагая $r=0$ и $z=0$

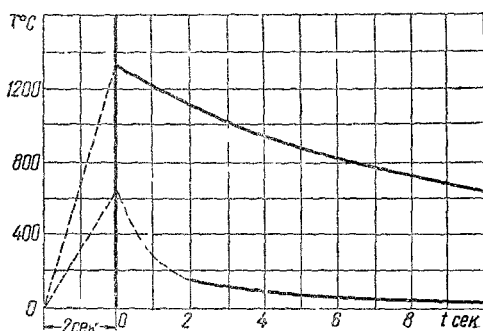
$$T(0,0,t) = \frac{2 \cdot 1840}{1,25 (4\pi \cdot 0,08 \cdot t)^2 \cdot 4\pi \cdot 0,08 (t+11)} = \frac{2940}{1 t (t+11)}; \quad (32.4)$$

При расчете нагрева поверхности массивного тела кратковременно действующим нормально круговым источником нельзя пренебрегать отводом тепла в глубь тела, протскающим за время нагрева. Расчет ведем по схеме нагрева полубесконечного тела неподвижным нормально круговым источником (§ 31). Температуру центра пятна рассчитываем по уравнению (31.5), полагая $t=2$ сек.

$$T(0,0;2) = \frac{920}{2 \cdot 0,1 \sqrt{4\pi \cdot 0,08 \cdot 11}} \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{2}{11}} = 1390 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \operatorname{arctg} 0,428 =$$

$$= 1390 \cdot 0,258 = 360^\circ$$

Результаты расчета сведены ниже (см. также фиг. 113)



Фиг. 113. Изменение температуры после кратковременного ($t=2$ сек.) нагрева поверхности металла пламенем простой горелки с наконечником № 4.

a — температура центра пятна в стальном листе $\delta=1$ мм с учетом теплоотдачи; b — температура центра пятна на поверхности массивного стального изделия

Время после окончания нагрева t сек.	Температура центра пятна $T^\circ\text{C}$	
	в листе с учетом теплоотдачи по уравнению (32.3)	на поверхности массивного тела по уравнению (32.4)
0	1330	360
0,5	1270	—
1	1210	—
2	1115	160
5	880	82
10	645	45

Результаты расчета наглядно выявляют различие в темпе процесса охлаждения, обусловленное массой теплопроводящего тела. В листе тонком поток тепла плоский, двухмерный, температура в центре нормально-кругового источника убывает сравнительно медленно, за 10 сек. температура понижается лишь в 2,4 раза. В массивном теле поток тепла пространственный, трехмерный. Температура в центре источника в теле к концу нагрева втрое ниже, чем в пластине и убывает значительно быстрее вследствие отвода тепла в глубь тела, — за 10 сек. в 8 раз.

ГЛАВА IV

РАСЧЕТЫ ПЛАВЛЕНИЯ ОСНОВНОГО И ПРИСАДОЧНОГО МЕТАЛЛА ПРИ ДУГОВОЙ СВАРКЕ

Тепло сварочной дуги полезно расходуется на расплавление электрода и на проплавление основного металла изделия. Эти процессы рассмотрим раздельно.

§ 33. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОДА ТОКОМ

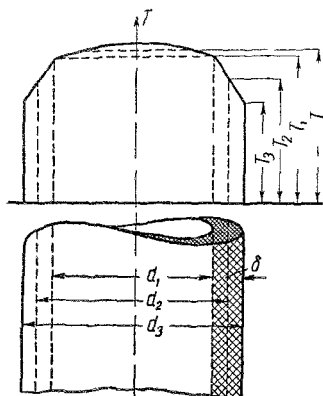
Электрод нагревают два источника тепла: сосредоточенный источник — сварочная дуга, вводящая тепло через пятно нагрева на рабочем торце электрода, и распределенный по объему источник — тепло, выделяемое электрическим током по закону Ленца — Джоуля по всей длине электродного стержня от токоподводящего контакта до дуги. Электрод теряет тепло с каплями расплавленного металла, переходящими на изделие, а также охлаждается вследствие отдачи тепла воздуху через боковую поверхность. На контактном сопротивлении между электродом и держателем выделяется некоторое количество тепла, но его при расчете можно не учитывать. Теплообменом в контактах также можно пренебрегать.

Тепло дуги нагревает непосредственно лишь прилегающий к торцу участок электрода длиной не более 10 мм. Весь электродный стержень нагревается током. Когда плотность тока и длительность нагрева невелики, нагрев током незначителен, и им можно пренебрегать. При больших плотностях тока нагрев электрода током следует учитывать.

Введем следующие обозначения: диаметр электродного стержня d_1 см; средний диаметр слоя покрытия d_2 ; наружный диаметр покрытия d_3 (фиг. 114); толщина слоя покрытия $\delta = \frac{d_3 - d_1}{2}$; площадь поперечного сечения стержня $F = \frac{\pi}{4} d_1^2$ см²; площадь поперечного сечения слоя покрытия $F_2 = \pi \delta d_2$ см²; удельное сопротивление металла электрода ρ^* ом·см; объемная теплоемкость металла стержня c_1 кал/см³°С; то же слоя покрытия $c_2 \gamma_2$ кал/см³°С; коэффициент теплоотдачи поверхности покрытия окружающему воздуху α_3 кал/см²сек°С; ток I а; плотность тока $j = \frac{4I}{\pi d_1^2}$ а/см². Средняя по поперечному сечению температура электродного стержня, изменяющаяся

* Размерность удельного сопротивления выражена в физической системе единиц, перевод которой в техническую систему определяется соотношением $1 \text{ ом см} = 10^4 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$.

со временем $T(t)$ (обозначена пунктиром, фиг. 114); начальная температура электродного стержня, равная температуре окружающей среды T_0 ; температуры внутренней и наружной поверхностей покрытия $T_1(t)$ и $T_3(t)$; очевидно, при нагреве $T_3 < T_1$. Некоторые сравнительно небольшие отклонения температуры от постоянной по длине электрода зависят только от отклонений диаметра проволоки, от неравномерности нанесения покрытия, от контактного сопротивления в держателе и от теплоотвода в держатель.



Фиг. 114. Распределение температуры по поперечному сечению электрода с покрытием.

Для расчета предположим, что весь стержень нагревается током одинаково по всей длине.

При нагреве током металлического проводника с изолирующим слоем температура по поперечному сечению распределена неравномерно (фиг. 114). Перепад температуры по сечению металлического стержня незначителен ввиду большой теплопроводности металла, а также вследствие выравнивающего влияния теплового поверхностного эффекта (оттеснения тока в менее нагретую часть сечения) и при

переменном токе — электромагнитного поверхностного эффекта. При применяемых на практике диаметрах электродных стержней ($d < 12$ мм) эта неравномерность настолько незначительна, что ею при расчете можно пренебрегать.

Перепад $T_1 - T_3$ температуры между наружной и внутренней поверхностями слоя покрытия более значителен и при высоких плотностях тока может достигать $50 - 100^\circ$. Так как температура электрода при этом достигает $500 - 700^\circ$, то влияние перепада температур в слое покрытия удобно учесть понижением расчетного коэффициента теплоотдачи α_3 .

Тепловой баланс процесса. В процессе нагрева электрода током тепло Q , выделяемое током в металлическом стержне, расходуется на повышение температуры стержня Q_1 и слоя покрытия Q_2 и теряется через боковую поверхность в окружающую среду Q_3 .

Мгновенный тепловой баланс

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (33.1)$$

отнесем к единице длины электрода. Количество тепла Q в кал/см, выделяемое током в электродном стержне, по закону Ленца-Джоуля равно

$$Q = 0,24 \frac{\text{г} \cdot \text{см}^2}{\text{Ф}} I^2 dt. \quad (a)$$

Повышение Q_1 теплосодержания стержня пропорционально его теплоемкости $c_1\gamma_1$ и мгновенной скорости нагрева $\frac{dT}{dt}$

$$Q_1 = c_1 \gamma_1 \frac{dT}{dt} F \cdot 1 dt. \quad (б)$$

Повышение Q_2 теплосодержания слоя покрытия

$$Q_2 = c_2 \gamma_2 \frac{dT_2}{dt} F_2 \cdot 1 dt. \quad (в)$$

Отдача Q_3 тепла боковой поверхностью электрода

$$Q_3 = \alpha_3 (T_3 - T_0) \pi d_3 \cdot 1 dt. \quad (г)$$

Уравнение мгновенного теплового баланса (33.1) после подстановки выражений (а)—(г) и сокращения примет вид

$$0,24 \frac{\rho}{F_2} I^2 = c_1 \gamma_1 \frac{dT_1}{dt} F + c_2 \gamma_2 \frac{dT_2}{dt} F_2 + \alpha_3 (T_3 - T_0) \pi d_3. \quad (33.2)$$

Отнесем уравнение (33.2) к единице объема стержня и введем следующие упрощения, основанные на том, что средняя температура слоя покрытия T_2 мало отличается от температуры электрода T_1 . Перепад температуры $T_3 - T_0$ между наружной поверхностью покрытия и воздухом заменим перепадом $T_1 - T_0$ между стержнем и воздухом; истинное значение коэффициента теплоотдачи α_3 заменим соответственно пониженным значением $\alpha_3 = (0,9 \div 0,95) \alpha_3$. Скорость нагрева покрытия $\frac{dT_2}{dt}$ заменим скоростью нагрева стержня $\frac{dT_1}{dt}$. Вместо $c_1\gamma_1$ и $c_2\gamma_2$ введем осредненное условное теплосодержание $\bar{c}\gamma$, отнесенное к объему электродного стержня

$$\bar{c}\gamma = \frac{c_1 \gamma_1 F + c_2 \gamma_2 F_2}{F}, \quad (33.3)$$

очевидно, что $\bar{c}\gamma > c_1\gamma_1$. Заметим, что $j = I/F$ и $\frac{\pi d_3}{F} = \frac{4d_3}{d_1^2}$.

Тогда упрощенное уравнение теплового баланса электрода (33.2) примет вид

$$\bar{c}\gamma \frac{dT}{dt} = 0,24 \rho j^2 - \bar{\alpha}_3 (T - T_0) \frac{d_3}{d_1} \cdot \frac{4}{d_1}. \quad (33.4)$$

Уравнение (33.4) можно представить в виде

$$W_1 = W - W_3, \quad (33.5)$$

где $W = 0,24 \rho j^2$ —объемная интенсивность выделения тепла током в $\text{кал}/\text{см}^3 \text{сек}$;

$W_3 = \bar{\alpha}_3 (T - T_0) \frac{4d_3}{d_1^2}$ —объемная интенсивность теплоотдачи боковой поверхности в $\text{кал}/\text{см}^3 \text{сек}$;

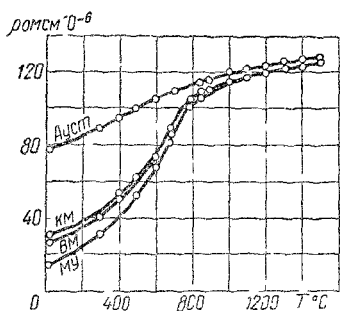
$W_1 = \bar{c}\gamma \frac{dT}{dt}$ —объемная интенсивность накопления тепла в электроде в $\text{кал}/\text{см}^3 \text{сек}$.

В дифференциальном уравнении нагрева (33.4) коэффициенты ρ , $\bar{\alpha}_3$ и $\bar{c}\gamma$ зависят от температуры; их можно полагать постоянными лишь

при расчете нагрева в небольшом промежутке температур (не более 100°).

Удельное сопротивление электродной проволоки. Удельные сопротивления ρ различных сортов стали значительно отличаются друг от друга при нормальной температуре (фиг. 115). Удельное сопротивление аустенитной стали в 5—7 раз больше, чем малоуглеродистой.

С повышением температуры удельное сопротивление железа и малоуглеродистой стали резко увеличивается, сопротивление же аустенитной стали растет значительно медленнее. При нагреве выше точки Кюри (768° для железа) и в особенности выше точки A_{c_3} (906°)



Фиг. 115. Удельное сопротивление малоуглеродистой (МУ), высокомарганцевистой (ВМ), кремнемарганцевистой (КМ) и хромоникелевой аустенитной (ауст) электродной проволоки (Н. Г. Остапенко).

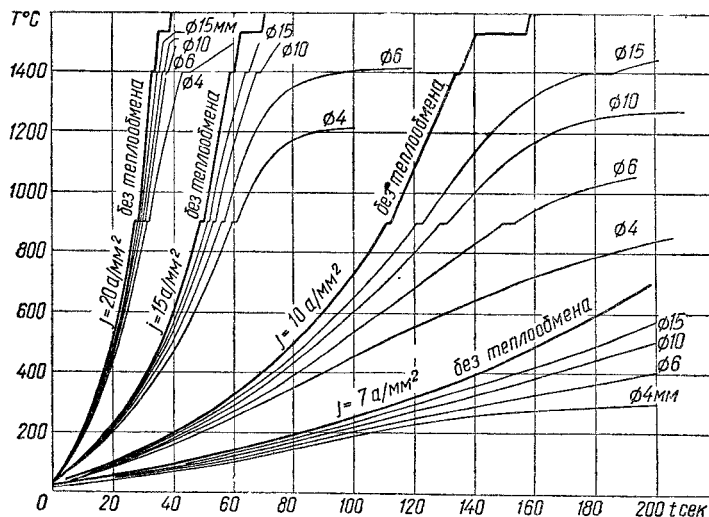
сопротивления сталей различных марок выравниваются. Изменение α и $c\gamma$ с повышением температуры описано в § 1 и 2. При нагреве электрода до $700\text{--}800^\circ$ ρ и α увеличиваются в несколько раз, поэтому невозможно рассчитывать весь процесс по их осредненным значениям.

Расчет нагрева электрода численным методом. Процесс нагрева электрода можно рассчитать численным методом. Всю разность температур от начальной до конечной делят на небольшие промежутки температуры ΔT (не более $50\text{--}100^\circ$); для каждого из них выбирают свои осредненные значения ρ , α_3 и $c\gamma$. По уравнению (33.4) рассчитывают среднюю скорость $\frac{\Delta T}{-t}$ в данном

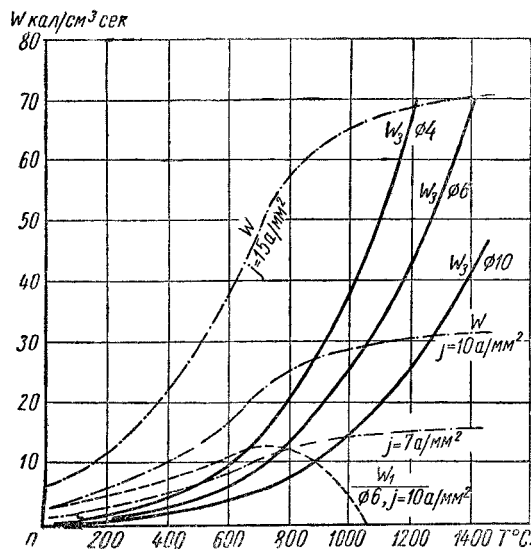
промежутке, а по скорости нагрева определяют время Δt , необходимое для заданного повышения ΔT температуры электрода.

В результате расчетов по этому способу получена зависимость температуры голого электрода из малоуглеродистой стали от времени нагрева при различных плотностях тока (фиг. 116), а также зависимость составляющих теплового баланса от температуры (фиг. 117). Штрих-пунктиром показана интенсивность W выделения тепла током при плотностях тока 7, 10 и 15 а/мм^2 , соответствующая нагреву электрода без теплоотдачи. Сплошными линиями показана интенсивность W_3 теплоотдачи боковой поверхности при электродах диаметром 4, 6 и 10 мм , а пунктиром — интенсивность повышения теплосодержания $W_1 = W - W_3$ для электрода диаметром 6 мм при плотности тока 10 а/мм^2 .

Пересечение кривых W и W_3 соответствует стационарному состоянию процесса; температура этой точки является предельной, выше которой электрод нагреться не сможет, так как все выделяемое тепло W затрачивается на покрытие тепловых потерь W_3 в окружающий воздух. Так, например, электрод диаметром 4 мм при плотности тока 10 а/мм^2 может нагреться до 900° . Чем меньше диаметр электрода, тем медленнее он нагревается и тем ниже предельная темпера-

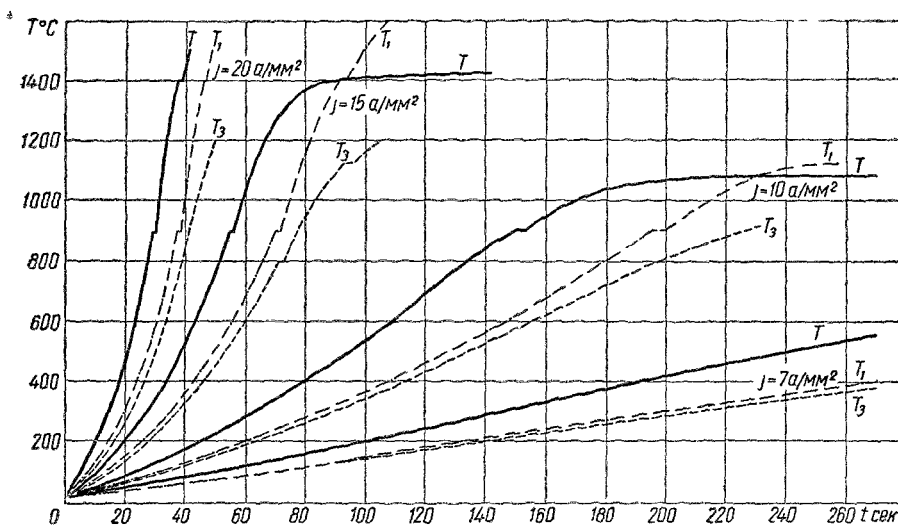


Фиг. 116. Температура нагрева голого малоуглеродистого электрода диаметром d (обозначен ϕ) в зависимости от времени для различных плотностей тока j а/мм².



Фиг. 117. Интенсивности выделения тепла W током, теплоотдачи W_3 боковой поверхности и накопления тепла W_1 в зависимости от температуры для малоуглеродистых электродов.

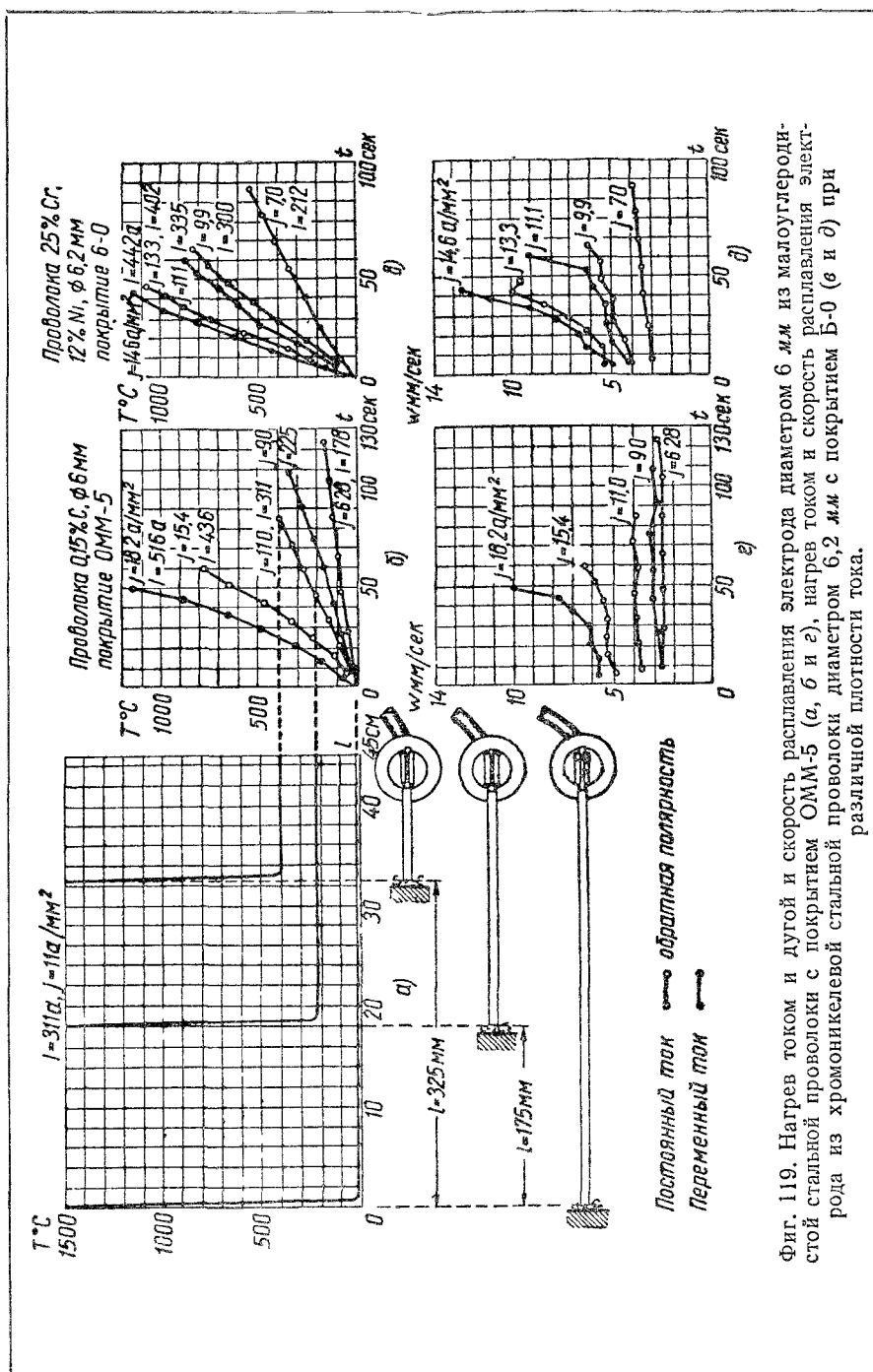
тура его нагрева при одной и той же плотности тока (фиг. 116). С повышением плотности тока скорость нагрева электрода значительно увеличивается, так как она пропорциональна j^2 . Чем больше плотность тока, тем выше предельная температура нагрева и тем раньше она достигается. С увеличением плотности тока меньше сказывается влияние диаметра электрода на его нагрев, так как изменение диаметра мало изменяет теплоотдачу W_3 по сравнению с большим количеством тепла W , выделяемым при повышенных плотностях тока.



Фиг. 118. Сравнительные кривые нагрева электродов из малоуглеродистой стали диаметром 6 мм. голого (T) и с шлакообразующим покрытием (T_1 и T_3).

Особенности нагрева электродов с покрытиями связаны с накоплением тепла в слое покрытия. Перепад температур T_1-T_3 в слое покрытия зависит от температуры нагрева T_1 : чем она выше, тем перепад больше. Чем быстрее нагревается металлический стержень электрода, тем больше перепад, так как мало-теплопроводный слой покрытия не успевает прогреваться до температуры стержня (фиг. 118). Поэтому при одинаковой плотности тока металлический электрод с покрытием нагревается медленнее, чем голый электрод. Перепад температур T_1-T_3 при нагреве стержня до 900° для практически применяемых электродов не превышает 100° .

Опыты по измерению температуры электрода термомпарами показали, что измеренные температуры (фиг. 119) хорошо совпадают с рассчитанными. Сопротивление аустенитного электрода из хромоникелевой стали 25—12 при нормальной температуре в 5 раз выше, чем у электрода из малоуглеродистой стали — фиг. 115. Поэтому хромоникелевые аустенитные электроды нагреваются быстрее малоуглеродистых. Скорость их нагрева наибольшая в начале процесса, затем нагрев замедляется (кривые изменения температуры



Фиг. 119. Нагрев током и дугой и скорость расплавления электрода диаметром 6 мм из малоуглеродистой стальной проволоки с покрытием ОММ-5 (а, б и в), нагрев током и скорость расплавления электрода из хромоникелевой стальной проволоки диаметром 6,2 мм с покрытием Б-0 (г и д) при различной плотности тока.

обращены выпуклостью вверх), так как удельное сопротивление этой стали с возрастанием температуры увеличивается медленнее, чем теплоотдача.

§ 34. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА НАГРЕВА ЭЛЕКТРОДА ТОКОМ

В наиболее интересном для практики нагрева электродов промежутке температур от 0 до 800° можно, как показали опытные данные, представить зависимость от температуры T удельного сопротивления малоуглеродистой стальной проволоки и коэффициентов теплофизических свойств \bar{c}_T и α_3 простыми приближенными выражениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{0,24\rho}{\bar{c}_T} &= A \left(1 + \frac{T}{D_1} \right); \\ \frac{0,24\rho}{4 \frac{d_1}{d_1} \cdot \alpha_3} &= m. \end{aligned} \right\} \quad (34.1)$$

где A , D_1 и m — постоянные, определяемые из опытов. Для распространенных типов электродов значения постоянных приведены в табл. 10.

Таблица 10

Тип электрода		Род тока	$\frac{A}{\frac{мм^2 \cdot \text{C}}{a^2 \cdot \text{сек.}} \cdot 10^{-2}}$	D_1 , °C	$\frac{m}{\frac{мл^3 \cdot \text{C}}{a^2}}$
Проволока	Покрытие				
Малоуглеродистая	Меловое	Постоянный	3,1	240	} 2,65
		Переменный	3,7	300	
	ОММ-5 и УОНИ-13	Постоянный	2,4	200	} 2,5
		Переменный	2,7	240	

Подставив эти приближенные выражения в уравнение теплового баланса (33.4), получим

$$\frac{dT}{dt} = A \left(1 + T/D_1 \right) \left[j^2 - \frac{1}{m d_1} (T - T_0) \right].$$

Введем обозначение

$$D_2 = m d_1 j^2 + T_0, \quad (34.2)$$

тогда

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{A}{m d_1 D_1} (T + D_1) (T - D_2). \quad (34.3)$$

Таким образом, зависимость скорости нагрева стержня от температуры представлена трехчленом второй степени.

Интегрирование дифференциального уравнения (34.3) не представляет затруднений, так как в нем отделяются переменные

$$\frac{A}{m d_1 D_1} dt = - \frac{dT}{(T + D_1)(T - D_2)}. \quad (a)$$

Рациональную дробь в правой части уравнения (а) разложим на сумму простейших.

$$-\frac{1}{(T+D_1)(T-D_2)} = \frac{C_1}{T+D_1} + \frac{C_2}{T-D_2}. \quad (б)$$

Коэффициенты C_1 и C_2 определим из уравнения

$$C_1(T-D_2) + C_2(T+D_1) + 1 = 0, \quad (в)$$

которое должно тождественно удовлетворяться при любом значении переменной T . Приравнявая порознь нулю коэффициенты при первой и нулевой степенях T , получим

$$C_1 + C_2 = 0; \quad C_1 D_2 - C_2 D_1 = 1, \quad (г)$$

отсюда

$$C_1 = \frac{1}{D_2 + D_1}; \quad C_2 = -\frac{1}{D_2 + D_1}. \quad (д)$$

Подставим выражение (д) в (а) и (б), тогда

$$\frac{A}{md_1 D_1} dt = \frac{dT}{D_2 + D_1} \left(\frac{1}{T + D_1} - \frac{1}{T - D_2} \right). \quad (е)$$

Интегрируем уравнение (е) почленно

$$\frac{A}{md_1 D_1} (D_2 + D_1) t = \ln(T + D_1) - \ln(T - D_2) + C. \quad (ж)$$

Произвольную постоянную C определим из начального условия полагая, что в начальный момент $t=0$ температура электродного стержня T равна температуре T_0 окружающей среды, $T(0) = T_0$. Тогда постоянная

$$C = -\ln(T_0 + D_1) + \ln(T_0 - D_2); \quad (з)$$

и уравнение (ж) нагрева электрода примет вид

$$\frac{A}{md_1 D_1} (D_2 + D_1) t = \ln \frac{T + D_1}{T - D_2} - \ln \frac{T_0 + D_1}{T_0 - D_2}. \quad (34.4)$$

Обозначим коэффициент при t

$$n = \frac{A}{md_1} \left(\frac{D_2}{D_1} + 1 \right) \quad (34.5)$$

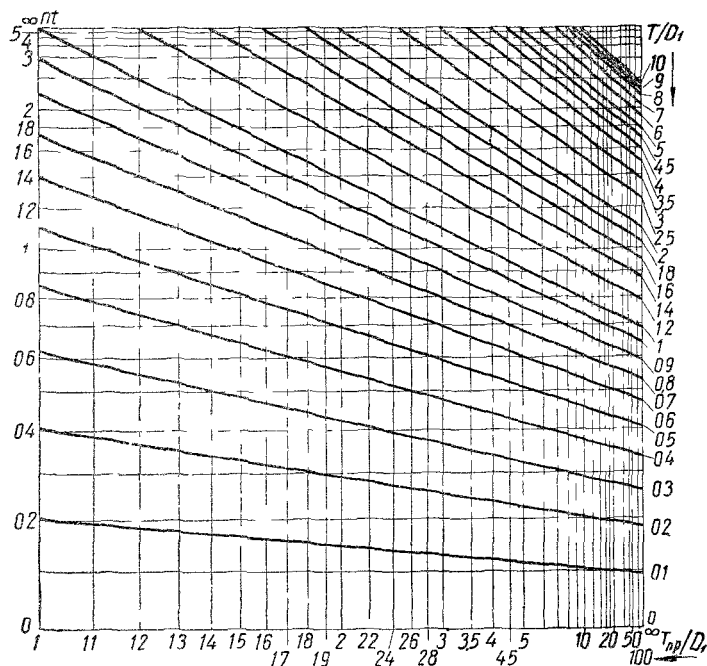
и потенцируем почленно уравнение (34.4) и изменим знаки обеих частей, тогда

$$\frac{D_1 + T}{D_2 - T} = \frac{D_1 + T_0}{D_2 - T_0} e^{nt} \quad (34.6)$$

Коэффициент при показательной функции есть постоянная, зависящая от начальной температуры T_0 . Найдем предельную температуру нагрева T_{np} , наступающую при бесконечно длительном действии тока, т. е. при $t = \infty$. При этом обе части уравнения (34.6) стремятся к бесконечности, а знаменатель левой части — к нулю, отсюда предельная температура нагрева с учетом выражения (34.2)

$$T_{np} = D_2 = md_1 j^2 + T_0. \quad (34.7)$$

Расчеты процесса нагрева электродов по уравнению (34.6) упрощаются номограммой (фиг. 120), которая связывает следующие критерии процесса: безразмерную температуру нагрева T/D_1 , безразмерную предельную температуру T_{np}/D_1 и безразмерное время nt .



Фиг. 120 Номограмма для расчета процесса нагрева током электрода из малоуглеродистой стальной проволоки.

Пример. Найти температуру нагрева электрода диаметром 6 мм с покрытием ОММ-5 при постоянном токе 310 а к концу плавления, длящегося 85 сек. (см фиг. 119). Начальная температура электрода $T_0=0^\circ$.
Плотность тока в электроде:

$$j = \frac{310}{\frac{\pi}{4} d_1^2} = 11,0 \text{ а/мм}^2.$$

Выбираем постоянные из табл. 10:

$$A = 2,4 \cdot 10^{-2}; \quad D_1 = 200^\circ; \quad m = 2,5$$

Предельная температура нагрева по уравнению (34.7)

$$T_{np} = 2,5 \cdot 6 \cdot 11,0^2 + 0 = 1820^\circ$$

значительно выше практических температур нагрева электрода током.

Безразмерные критерии процесса

$$T_{np}/D_1 = \frac{1820}{200} = 9,1;$$

$$nt = \frac{2,4 \cdot 10^{-2}}{2,5 \cdot 6} (9,1 + 1) \cdot 85 = 1,38.$$

По номограмме фиг. 120 безразмерная температура, соответствующая безразмерному времени nt ,

$$T/D_1 = 2,05$$

Температура нагрева электрода к концу плавления:

$$T = 2,05 \cdot 200 = 410^\circ$$

(из опытов найдено 400° при начальной температуре 10° —фиг. 119).

Влияние начальной температуры можно учесть следующим образом. В уравнении нагрева (34.4) правая часть представляет разность безразмерных времени nt' и nt_0 , требующихся для нагрева электрода при данных условиях от нулевой температуры соответственно до T и до T_0 . Левая часть уравнения выражает безразмерное время nt , требующееся для нагрева от T_0 до T . Рассчитаем время, необходимое для нагрева от нуля до температуры $T_0 = 10^\circ$; соответствующая безразмерная температура $T_0/D_1 = \frac{10}{200} = 0,05$; безразмерное время находим по номограмме фиг. 120, откуда $t_0 = 3,5$ сек. Следовательно, температура 410° , соответствующая нагреву от 10° в течение 85 сек, достигается при нагреве от 0° в течение $85 + 3,5 = 88,5$ сек.

§ 35. РАСПЛАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОДА

Тепловой баланс процесса. Тепло, вводимое дугой в электрод, затрачивается на прогрев и расплавление металла электрода и на перегрев его до средней температуры T_k каплей, переходящих с электрода в ванну на основном металле.

Количество тепла, вводимое дугой в металл электрода $q_{э,л}$ за единицу времени, представляет часть полной электрической мощности дуги UI

$$q_s = \eta_s \cdot 0,24UI, \quad (35.1)$$

где η_s — эффективный к. п. д. процесса нагрева электрода дугой.

Это тепло расходуется на повышение теплосодержания электрода от температуры его нагрева током T_T до средней температуры T_k отрывающихся каплей. Затрата тепла в единицу времени на нагрев металла от T_T до T_k выразится

$$q_s = \omega F \gamma (S_k - S_T), \quad (35.2)$$

где S_T и S_k — теплосодержания металла голого электрода при температурах T_T и T_k , или отнесенные к единице веса стержня теплосодержания металла и слоя покрытия в $кал/г$; ω — скорость расплавления электрода в $см/сек$, F — площадь поперечного сечения стержня в $см^2$, γ — удельный вес в $г/см^3$.

Приравнявая количество тепла (35.1), вводимое дугой, затрате тепла (35.2) на расплавление металла, получим уравнение процесса расплавления электрода.

$$0,24\eta_s UI = \omega F \gamma (S_k - S_T). \quad (35.3)$$

Производительность расплавления. В уравнении (35.3) $\omega F \gamma$ представляет мгновенную производительность расплавления электрода в $г/сек$

$$g_p = \omega F \gamma. \quad (35.4)$$

Среднюю производительность расплавления электрода за промежуток времени t определяют из опыта: разность между весом металла электрода до и после плавления, деленная на измеренное время, даст производительность расплавления.

Мгновенная производительность за время расплавления электродного стержня не остается постоянной. Тепло дуги повышает теплосодержание металла электрода от S_T до S_K . По мере возрастания температуры T_T подогрева электрода током теплосодержание S_T подогретого металла увеличивается, а разность теплосодержания $S_K - S_T$ уменьшается, поэтому при постоянной мощности дуги, постоянном коэффициенте к. п. д. η_D и постоянном среднем теплосодержании капели S_K скорость ω и производительность g_p расплавления возрастают. Представим уравнение (35.3) в виде

$$0,24\eta_D UI = g_p (S_K - S_T). \quad (35.5)$$

Если левая часть уравнения (35.3) или (35.5) остается постоянной, а S_T возрастает, то ω и g_p будут увеличиваться. При опытах увеличение скорости расплавления, обусловленное нагревом стержня током, проверяют так: разделяют электрод по длине на равные участки длиной 50—100 мм, определяют длительность плавления каждого участка и вычисляют соответствующие скорости (фиг. 119, z и d).

Коэффициент расплавления. Опыты показывают, что если электрод не нагревается током значительно, средняя производительность расплавления в первом приближении пропорциональна току. Производительность расплавления, отнесенную к единице тока, называют коэффициентом расплавления

$$\alpha_p = \frac{g_p}{I} \text{ г/а-сек} = 3600 \frac{g_p}{I} \text{ г/а-час}. \quad (35.6)$$

При ручной сварке коэффициент расплавления обычно находится в пределах от 5 до 14 г/а-час, при автоматической сварке — под флюсом — от 13 до 23 г/а-час.

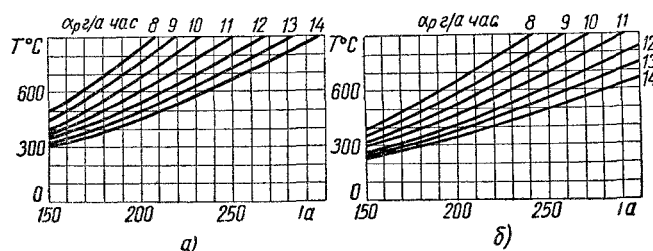
Определим g_p из уравнения (35.5) и подставим в выражение (35.6), тогда получим связь коэффициента расплавления с другими параметрами этого процесса.

$$\alpha_p = \frac{864\eta_D U}{S_K - S_T} [\text{г/а-час}]. \quad (35.7)$$

Большое влияние на α_p оказывает подогрев электрода током. Чем выше температура нагрева электрода T_T или его теплосодержание S_T , тем больше при прочих одинаковых условиях мгновенная скорость ω или пропорциональная ей мгновенная производительность g_p плавления электрода (фиг. 119, z и d). С повышением плотности тока температура электрода и мгновенная скорость его плавления быстро возрастают. Например, при диаметре электрода 6 мм и $j=18 \text{ а/мм}^2$ электрод к концу расплавления участка длиной 325 мм нагревается до 1100—1200°.

Наибольшая температура нагрева током электрода заданной длины l очевидно, зависит от коэффициента расплавления α_p . Чем больше среднее значение α_p за время расплавления, тем быстрее плавится электрод и тем ниже будет при прочих одинаковых условиях температура к концу расплавления (фиг. 121).

Если к концу расплавления электрода температура подогрева током значительно повышается, например до 600—700°, средний за все время расплавления коэффициент α_p может увеличиться на 15—20 %



Фиг. 121. Наибольшая температура¹ нагрева переменным током электродов из малоуглеродистой стали диаметром 5 мм стандартной длины (рабочая длина $l=400$ мм) (А. А. Ерохин): а — голые и тонкопокрытые электроды; б — толстопокрытые электроды.

в сравнении с α_p при нагреве до 100—150°. При ббльшем нагреве электрода α_p продолжает увеличиваться, но возрастают потери на разбрызгивание, поэтому коэффициент наплавки α_n заметно снижается.

Неравномерность расплавления. Коэффициент неравномерности расплавления представляет отношение наибольшей мгновенной скорости ω_m или производительности g_{pm} плавления электрода в конце к мгновенной скорости ω_0 или производительности g_{p0} плавления в начале процесса

$$\xi = \frac{\omega_m}{\omega_0} = \frac{g_{pm}}{g_{p0}} \tag{а}$$

Этот коэффициент растет с увеличением плотности тока (фиг. 119, г и д).

Коэффициент неравномерности расплавления зависит от температуры, до которой нагревается электрод к концу его расплавления. Мгновенная скорость в начале плавления, когда температура электрода равна начальной, $T=T_0$, выразится по уравнению (35.3)

$$\omega_0 = \frac{0,24 \eta_0 UI}{F \gamma (S_k - S_0)} \tag{б}$$

мгновенная скорость в конце плавления при $T=T_{max}$

$$\omega_{max} = \frac{0,24 \eta_0 UI}{F \gamma (S_k - S_m)} \tag{в}$$

¹ Температура T рассчитана по методу § 34.

Отсюда коэффициент неравномерности (если приближенно считать, что $\eta_0 U$ остается постоянным за время плавления электрода)

$$\xi = \frac{w_m}{w_0} = \frac{S_k - S_0}{S_k - S_m}. \quad (35.8)$$

Если принять, что теплосодержание каплей S_k не изменяется при нагреве электрода, то коэффициент неравномерности тем больше, чем выше наибольшая температура T_{max} нагрева электрода к концу его плавления.

Для получения валика одинакового сечения при равномерной скорости v перемещения электрода нужно, чтобы коэффициент неравномерности расплавления был близок к единице. Если неравномерность расплавления значительна, то для получения валика одинакового сечения необходимо в процессе сварки увеличивать скорость продвижения электрода, а это может привести к неравномерному проплавлению основного металла по длине валика.

Слишком большой нагрев электрода увеличивает неравномерность плавления. Коэффициент неравномерности расплавления не должен превышать 1,3, что обычно и обеспечивается выбором практически применяемых плотностей тока. При расплавлении электродов диаметром 4 мм током 150 а ($j=12$ а/мм²) коэффициент неравномерности расплавления для меловых электродов составляет в среднем 1,3, а для электродов с покрытиями различных марок—от 1,0 до 1,1 (А. А. Ерохин).

Производительность процесса наплавки. Максимально возможная производительность процесса наплавки данным электродом характеризуется произведением $\alpha_n I_{max}$ где α_n — коэффициент наплавки; I_{max} — максимально возможный для электродов данного типа и диаметра ток.

Нагрев электрода током ограничивает максимально возможный ток. Увеличение тока выше известного предела для данного электрода может снизить качество металла шва, ухудшить его формирование, резко увеличить разбрызгивание и нарушить равномерность плавления электрода, сильно затрудняющую оперирование им.

Температура нагрева электрода, достигаемая к концу его плавления, будет тем выше, чем больше плотность тока j , чем медленней плавится электрод (т. е. чем меньше α_p) и чем больше его длина l . Допустимый из условий нагрева электрода стандартной длины до заданной температуры ток можно определить по номограмме фиг. 120.

Если допустить нагрев электрода диаметром 5 мм и стандартной длины 450 мм к концу его плавления до красного каления, т. е. до 700° (А. Н. Шашков), то максимально допустимый ток выразится данными табл. 11.

Приведенные данные представляют сравнительную оценку различных типов электродов с точки зрения возможной производительности при условии одинаковой для всех марок допустимой температуры нагрева. Однако эта температура зависит от состава по-

Таблица 11

Сравнение электродов разных типов по максимально возможной производительности наплавки при $T_{\max} = 700^\circ$ (А. А. Ерохин)

Марка электрода	Род тока и полярность	Диаметр мм	I_{\max}^a	J_{\max} а/мм ²	z_p г/а-час	a_n г/а-час	$a_n I_{\max}$ кг/час
Меловые »	Переменный	5	192	9,6	9	6	1,15
	Постоянный ток; обратная полярность	5	177	8,8	7	6	1,06
ОММ-5 УОНИ-13	Переменный	5	224	11,2	9	7,5	1,68
	Постоянный ток; обратная полярность	5	230	11,5	9,5	9	2,06
ЦМ7-С	Переменный	5	280	14	12,5	11	3,08

крытия. Она будет, например, меньшей — около 300° для электродов с органическим покрытием (целлюлозных) и большей — до 900° для электродов с покрытием минерального типа (УОНИ-13, ЦМ7-С).

Эти данные соответствуют стандартной длине электрода 450 мм и длине расплавляемой части 400 мм. Электроды меньшей длины можно нагревать током большей плотности. Электроды из проволоки с большим удельным сопротивлением, например, хромоникелевой, при такой длине требуют меньшей плотности тока. Поэтому длина электродов из хромоникелевой проволоки по ГОСТ 2346-43 п. 6 принята равной 400 мм (для $\varnothing > 3$ мм).

§ 36. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОДА СВАРОЧНОЙ ДУГОЙ

Влияние нагрева электрода теплом дуги сказывается только в непосредственной близости от расплавляемого конца электрода на участке длиной не более 10 мм от расплавляемого конца (фиг. 119).

Быстрый спад температуры впереди дуги обусловлен значительной скоростью ω ее перемещения (фиг. 119, а).

Распределение температуры $T(x)$ в электроде вблизи дуги описывается уравнением предельного состояния процесса распространения тепла от подвижного плоского источника в линейном поле в области впереди источника, т. е. при $x \geq 0$, получаемым из (12.7) при $t \rightarrow \infty$

$$T(x) - T_T = (T_K - T_T) e^{-\frac{\omega x}{a}}, \quad (36.1)$$

здесь x — расстояние в см от торца электрода, где температура $T(0)$ принимается равной средней температуре капели T_K ;

ω — скорость плавления электрода (или скорость подачи проволоки в установившемся состоянии при автоматической сварке) в см/сек;

T_T — температура подогрева электродного стержня током в $^\circ\text{C}$.

При выводе уравнения (36.1) принято условно, что передача тепла теплопроводностью происходит также и в оплавленном слое на торце электрода; ввиду незначительной толщины жидкого слоя это предположение существенно не влияет на результат расчета.

В уравнении (36.1) вместо мощности дуги q задана температура торца T_{κ} . Обе эти формы задания источника практически равносильны. Проверим правильность выбора множителя $(T_{\kappa} - T_T)$ в уравнении (30.1).

Определим градиент температуры на торце электрода. Дифференцируя уравнение (36.1), получим градиент температуры в любом сечении на расстоянии x от начала

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{\omega}{a}(T_{\kappa} - T_T) e^{-\frac{\omega x}{a}},$$

отсюда градиент на торце электрода

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\omega}{a}(T_{\kappa} - T_T). \quad (36.2)$$

Тепловой поток q_{θ} вычислим по уравнению теплопроводности

$$q_{\theta} = -F\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \frac{F\lambda\omega}{a}(T_{\kappa} - T_T);$$

здесь F — площадь поперечного сечения электродного стержня в см^2 .

Замечая, что $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$, получим количество тепла $q_{\theta,t}$, вводимое дугой в электрод в единицу времени.

$$q_{\theta} = \omega F c \gamma (T_{\kappa} - T_T). \quad (36.3)$$

Уравнение (36.3) совпадает с уравнением (35.2) и выражает тепловой баланс процесса нагрева электрода дугой.

Пример. Вычислим распределение температуры у оплаваемого торца электрода при следующих условиях:

$T_{\kappa} = 2500^{\circ}$ (условно); $T_T = 0^{\circ}$; $\lambda = 0,07$ кал/см сек $^{\circ}\text{C}$; $c\gamma = 1,15$ кал/см 3 сек $^{\circ}\text{C}$;
 $\alpha = \frac{0,07}{1,15} = 0,06$ см 2 /сек; $\omega = 3$ мм/сек = $0,3$ см/сек. Теплофизические коэффициенты взяты для малоуглеродистой стали при температуре $600-800^{\circ}$.

Подставим заданные величины в уравнение (36.1).

$$T(x) = 2500 e^{-\frac{0,3x}{0,06}} = 2500 e^{-5x}, \quad (36.4)$$

Здесь расстояние x выражено в см. Вычисленные по уравнению (36.4) значения температуры приведены в табл. 12.

На расстоянии 5 мм от торца температура нагрева электрода теплом дуги близка к 140° , а на расстоянии 10 мм температура близка к 10° .

Таблица 12

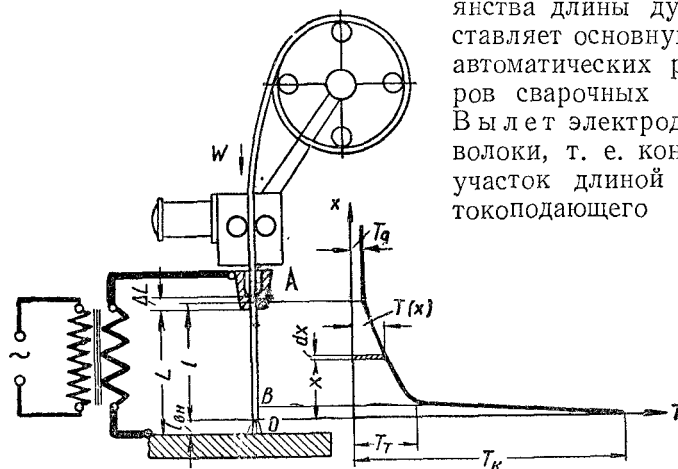
x см	e^{-5x}	$T(x)$ °C
0,2	0,368	610
0,5	0,083	138
1,0	0,0067	11

Чем больше скорость плавления, тем резче затухает температура. Вследствие перемещения дуги по электроду (по мере расплавления его конца) тепло, вводимое в металл электродного стержня, не успевает далеко распространиться по стержню вследствие сравнительно небольшой теплопроводности стали. Медный электрод прогревается теплом движущейся дуги на большем расстоянии, чем стальной.

§ 37. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОДНОЙ ПРОВОЛОКИ ТОКОМ И ДУГОЙ

При автоматической сварке электродная проволока расплавляется со скоростью w см/сек, близкой к скорости непрерывной подачи проволоки. Поддержание равенства этих скоростей и тем самым постоянства длины дуги пред-

ставляет основную задачу автоматических регуляторов сварочных головок. Вылет электродной проволоки, т. е. концевой ее участок длиной l см от токоподающего



Фиг. 122. Схема нагрева вылета электродной проволоки током и дугой.

контакта до дуги находится под током (фиг. 122). К этому участку подается из бухты проволока с начальной температурой T_0 . Находясь под током на пути от контакта A до дуги O в течение $t=l/w$ сек, проволока постепенно нагревается и поступает к дуге с температурой подогрева током T_T . На весьма коротком участке OB , непосредственно примыкающем к дуге, проволока нагревается также теплом дуги вплоть до температуры T_K на конце электрода.

Температурное поле в проволоке будем относить к подвижной системе координат OX с началом, совпадающим с торцевым сечением электрода, оплаиваемым дугой. При установившемся состоянии процесса, т. е. при постоянной скорости подачи проволоки и при постоянных токе I и напряжении дуги U распределение температуры в вылете проволоки остается постоянным. В начале горения дуги, а также вследствие неизбежных при сварке отклонений режима от средних значений, температура может отличаться от установившейся, но эти отклонения, вызванные переходными процессами выравнивания температуры, не имеют существенного практического значения.

Установившуюся температуру $T(x)$ в вылете электрода от нагрева током и дугой будем рассматривать как сумму температуры $T_T(x)$ нагрева током и температуры $T_D(x)$ нагрева дугой, которые определим отдельно. Температуру $T_T(x)$ рассчитаем в предположении, что проволока, поступающая к контакту A с температурой T_0 , нагревается на участке OA током I . Температуру $T_D(x)$ рассчитаем, полагая, что тепло дуги распространяется в стержне, равномерно нагретом до температуры $T_T = T_T(0)$, равной температуре торца O проволоки при нагреве только током. В действительности тепло дуги повышает температуру вылета на участке OB и вследствие повышения удельного сопротивления, которое увеличивает работу тока на этом участке. Местное взаимодействие процесса распространения тепла дуги и процесса нагрева проволоки током в нашем расчете не учитывается.

Температура нагрева током. Как показывают предварительные расчеты, распределение по длине вылета температуры $T_T(x)$, вызванной нагревом током, близко к линейному. Поправка, вносимая теплопроводностью в направлении оси OX в тепловом балансе любого элемента dx длины вылета, незначительна в сравнении с количеством тепла, выделяемым током. Поэтому процесс нагрева вылета проволоки током можно в первом приближении рассчитывать, пренебрегая влиянием теплопроводности в направлении оси OX .

Выделим элемент объема проволоки Fdx . По высказанному предположению этот элемент не может обмениваться теплом через грани, перпендикулярные оси OX . В элементе объема выделяется тепло от работы тока, его боковая поверхность обменивается теплом с окружающей средой (воздухом или флюсом). При этих предположениях процесс нагрева током элемента движущейся электродной проволоки, перемещающегося за время t от контакта A до оплаиваемого торца O , принципиально не отличается от процесса нагрева током неподвижного элемента объема электродного стержня за тот же промежуток времени. Изменение температуры $T_T(t)$ подвижного элемента объема проволоки можно поэтому рассчитывать методами, развитыми для расчета нагрева током электродных стержней — численным (§ 33) или приближенным (§ 34). Тогда распределение температуры по длине вылета выразится

$$T_T(x) = T \left(\frac{l-x}{w} \right). \quad (37.1)$$

Пример. Диаметр малоуглеродистой проволоки $d=4$ мм; ток — 800 а, вылет электрода — 80 мм, скорость плавления проволоки — 3,8 см/сек. Рассчитать распределение температуры по длине вылета.

Длительность нагрева любого сечения проволоки

$$t = \frac{8,0}{3,8} = 2,1 \text{ сек.}$$

Рассчитаем установившуюся температуру нагрева током в середине вылета и у оплаваемого торца. Этим расстояниям соответствуют длительности нагрева сечения проволоки 1,05 и 2,1 сек. Расчет ведем приближенным методом (§ 34). Для голого электрода и переменного тока $A=3,7 \cdot 10^{-2}$; $D_1=300^\circ$; $m=2,65$.

Плотность тока $j = \frac{800}{\pi/4 \cdot 4^2} = 64$ а/мм². Предельная температура нагрева $T_{np} = 2,65 \cdot 4 \cdot 64^2 = 43 \cdot 400^\circ$. Коэффициент $n = \left(\frac{1}{300} + \frac{1}{43400} \right) \cdot 3,7 \cdot 10^{-2} \cdot 64^2 = (0,00333 + 0,00002) \cdot 3,7 \cdot 64^2 = 0,505$ 1/сек. — см. (34.5) и (34.7). Коэффициент $T_{np}/D_1 = 43 \cdot 400 : 300 = 138$.

Безразмерные критерии

для $t=1,05$ сек; $nt=0,505 \cdot 1,05=0,53$;

для $t=2,1$ сек; $nt=0,505 \cdot 2,1=1,06$.

Соответствующие безразмерные критерии температуры T/D_1 , определенные по номограмме фиг. 120, и температуры нагрева $T(x)$ выразятся: для $t=1,05$ сек; $T/D_1=0,71$; $T_T(4)=0,71 \cdot 300=213^\circ$; для $t=2,1$ сек; $T/D_1=1,85$; $T_T(0)=1,85 \cdot 300=555^\circ$.

Нагрев вылета проволоки током продолжителен. Поэтому при высоких плотностях тока $j > 40 \rightarrow 50$ а/мм² оказывается возможным упростить расчет и пренебречь теплоотдачей боковой поверхности. Тогда, полагая в уравнении (34,6) $D_2 = T_{np} \rightarrow \infty$, получим

$$T(t) = (D_1 + T_0) e^{nt} - D_1; \quad n = \frac{Aj^2}{D_1}. \quad (37.2)$$

Для условий примера: $T_0=0$; $T(t) = 300(e^{0,505t} - 1)$;

$$T(1,05) = 0,7 \cdot 300 = 210^\circ;$$

$$T(2,1) = 1,88 \cdot 300 = 565^\circ.$$

Температуру нагрева торца электродной проволоки током получим из уравнения (37.2), полагая $t=l/w$

$$T_T(0) = (D_1 - T_0) \exp\left(\frac{Aj^2}{D_1} \cdot \frac{l}{w}\right) - D_1; \quad (37.3)$$

здесь D_1 и A — постоянные нагрева проволоки; T_0 — начальная температура проволоки тоже практически постоянная. Температура $T_T(0)$ зависит от условий режима сварки: плотности тока j , скорости плавления w и длины вылета l .

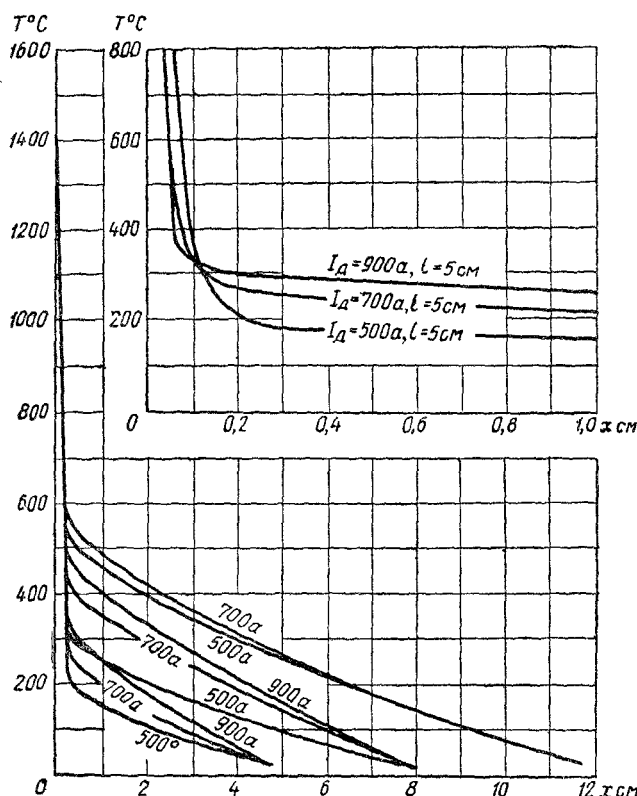
Скорость плавления в свою очередь связана с плотностью тока соотношением

$$w = \frac{\alpha_p \cdot 1000j}{3600\gamma F}. \quad (a)$$

Подставив выражение (а), в уравнение (37.3), получим

$$T_T(0) = (D_1 + T_0) \exp\left(\frac{3600\gamma A}{\alpha_p D_1} j l\right) - D_1. \quad (37.4)$$

Если предположить, что коэффициент расплавления α_p в узких пределах изменения температуры подогрева током остается постоянным, то температура подогрева повышается с увеличением плотности тока j и длины вылета l (фиг. 123). При значительном повышении $T_T(0)$ коэффициент α_p в свою очередь увеличивается (см. ниже).



Фиг. 123. Распределение температуры в вылете малоуглеродистой электродной проволоки диаметром 4 мм при различных условиях режима (Б. Е. Патон).

Температура нагрева дугой. Распределение температуры $T_\delta(x)$, вызываемое нагревом торца O дугой, ощущается только на малом участке OB . Температуру $T_\delta(x)$ этого участка рассчитаем по уравнению (36.1), считая что проволока, равномерно подогретая током до температуры подогрева ее торца $T_T(0)$, нагревается подвижным плоским источником тепла q_p , нагревающим торец до температуры T_k , уравнение (36.3),

$$T_\delta(x) = [T_k - T_T(0)] e^{-\frac{\alpha x}{a}}. \quad (37.5)$$

Полная температура вылета на участке OB , обусловленная нагревом током и дугой,

$$T(x) = T_T(x) + T_\partial(x). \tag{37.6}$$

Пример. Вычислим распределение температуры $T_\partial(x)$ от нагрева дугой для условия разобранного примера, считая температуру торца $T_\kappa = 2100^\circ$; $a = 0,06 \text{ см}^2/\text{сек}$;

$$T_\partial(x) = (2100 - 555) e^{-\frac{3,8x}{0,06}} = 1545 \cdot e^{-63x}.$$

Результаты расчета приведены в табл. 12а (фиг. 124).

Таблица 12а

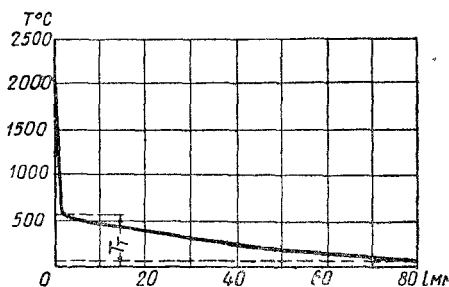
$x \text{ см}$	e^{-63x}	$T_\partial(x) \text{ }^\circ\text{C}$	$T_T(x) \text{ }^\circ\text{C}$	$T(x) \text{ }^\circ\text{C}$
0	1	1545	555	2100
0,01	0,532	835	555	1390
0,02	0,284	438	555	993
0,05	0,047	73	555	628
0,1	0,00184	3	555	558
4	—	0	213	213
8	—	0	0	0

§ 38. РАСПЛАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОДНОЙ ПРОВОЛОКИ

Скорость плавления проволоки w определяется заданными током и длиной вылета; скорость подачи подбирают возможно близкой к скорости плавления. Поэтому для упрощения наладки практически интересно знать зависимость скорости плавления w от тока и длины вылета.

Электродная проволока, подогретая в вылете током, расплавляется теплом дуги. Производительность g_p расплавления проволоки описывается теми же уравнениями (35.3) — (35.5), что и производительность расплавления электродного стержня. Чем выше температура T_T подгрева проволоки током, тем больше при прочих одинаковых условиях скорость w , производительность g_p и коэффициент α_p расплавления электродной проволоки.

Скорость расплавления. Рассчитаем зависимость скорости расплавления электродной проволоки диаметром d от длины вылета l при токе I и напряжении дуги U . Примем при этом, что падение напряжения $\eta_a U$, пропорциональное согласно выражению (35.1) затрате тепла дуги q_a , на нагрев электрода, и теплосодержание



Фиг. 124. Распределение температуры в вылете малоуглеродистой электродной проволоки диаметром 4 мм при нагреве током и дугой:

$I = 800 \text{ а}$; $w = 3,8 \text{ см/сек}$; $l = 80 \text{ мм}$.

S_k отрывающихся от электрода капле остаются практически постоянными при изменении длины вылета.

Скорость плавления проволоки согласно уравнению (36.3) зависит от температуры подогрева T_T

$$\omega = \frac{q_э}{c_1 F (T_k - T_T)}. \quad (38.1)$$

С другой стороны, температура $T_T = T_T(0)$ подогрева торца проволоки током, определяемая выражением (37.3), зависит от длительности $t = l/\omega$ нагрева током, т. е. в свою очередь от скорости плавления ω . Решая совместно уравнения (38.1) и (37.3), получим зависимость скорости плавления ω и температуры подогрева T_T от условий режима.

Введем удобное для расчета понятие — скорость ω_0 расплавления проволоки при температуре подогрева, равной нулю, $T_T = 0$; тогда из выражения (38.1) получим

$$\omega_0 = \frac{q_э}{c_1 F T_k}. \quad (38.2)$$

Температуру подогрева T_T , соответствующую заданной скорости плавления ω , определим из выражения (38.1)

$$T_T = T_k \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \quad (38.3)$$

Чтобы установить зависимость скорости плавления ω от длины вылета l при прочих неизменных условиях режима, исключим температуру подогрева торца T_T из выражений (38.3) и (37.3).

$$T_k \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = (D_1 + T_0) e^{\frac{nl}{\omega}} - D_1. \quad (a)$$

Перегруппируем члены в уравнении (a)

$$\frac{T_k + D_1}{T_0 + D_1} = e^{\frac{nl}{\omega}} + \frac{T_k \omega_0}{nl (T_0 + D_1)} \frac{nl}{\omega} \quad (б)$$

и введем безразмерные критерии процесса

$$\nu = \frac{T_k + D_1}{T_0 + D_1}; \quad \mu = \frac{T_k \omega_0}{nl (T_0 + D_1)}; \quad \frac{nl}{\omega} = \tau, \quad (38.4)$$

тогда, из уравнения (б) получим их простую связь

$$\nu = e^\tau + \mu\tau, \quad (38.5)$$

представленную номограммой фиг. 125. Задаваясь критериями ν и μ , зависящими от условий режима и длины вылета, получим критерий τ , из которого определяется скорость плавления. Прямой расчет такого типа возможен, если для данных условий сварки известны $\eta_э$ и T_k .

Опытные данные о падении напряжения $\eta_э U$ и средней температуре отрывающихся капле T_k весьма немногочисленны. Поэтому

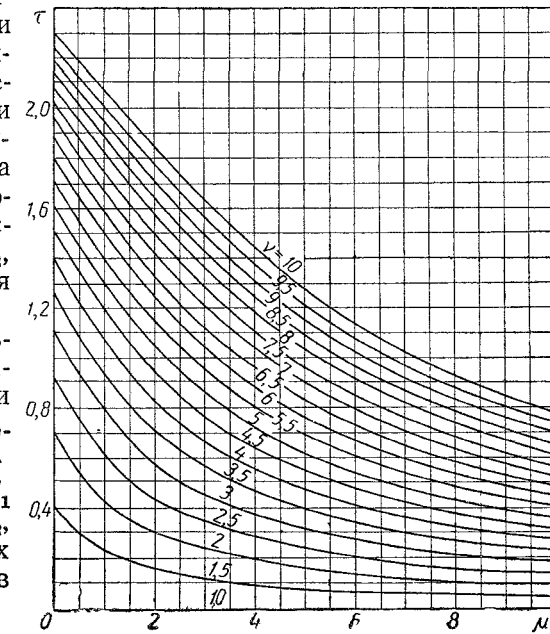
выведенные зависимости целесообразно применить для обработки и обобщения результатов опытов.

Определение производительности расплавления по данным опытов.
 Пусть требуется найти зависимость коэффициента расплавления α_p от вылета l , если остаются постоянными род и диаметр проволоки, марка флюса, ток и напряжение дуги. Для определения величин $\eta_p U$ и T_k , принимаемых постоянными в пределах рассматриваемых значений вылета, следует произвести два опыта при различных значениях вылета l_1 и l_2 и определить соответствующие скорости плавления ω_1 и ω_2 , равные установившимся скоростям подачи.

Рассчитаем по уравнению (37.3) температуры $T_{T_1}(l_1, \omega_1)$ и $T_{T_2}(l_2, \omega_2)$ нагрева торца проволоки, соответствующие вылетам l_1 и l_2 и скоростям ω_1 и ω_2 , и запишем для обоих исследуемых режимов уравнение (38.3)

$$\left. \begin{aligned} T_{T_1} &= T_k \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_1} \right); \\ T_{T_2} &= T_k \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right). \end{aligned} \right\} (B)$$

В этих уравнениях величины T_{T_1} , T_{T_2} , ω_1 и ω_2 известны из опытных данных, а величины T_k и ω_0 , считающиеся постоянными в пределах рассматриваемых значений вылета, подлежат определению. Система (в) двух уравнений линейна относительно двух неизвестных $\frac{1}{T_k}$ и ω_0 .



Фиг. 125. Номограмма для определения критерия τ длительности нагрева вылета по критериям режима μ и ν .

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\omega_1} \omega_0 + T_{T_1} \frac{1}{T_k} &= 1; \\ \frac{1}{\omega_2} \omega_0 + T_{T_2} \frac{1}{T_k} &= 1. \end{aligned} \right\} (Г)$$

Решая систему уравнений (г), получим после упрощений

$$\omega_0 = \frac{\omega_1 \omega_2 (T_{T_2} - T_{T_1})}{\omega_2 T_{T_2} - \omega_1 T_{T_1}}; \quad T_k = \frac{\omega_2 T_{T_2} - \omega_1 T_{T_1}}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (38.6)$$

Выражения (38.6) дают возможность вычислить принимаемые постоянными значения начальной скорости w_0 и средней температуры капель T_k по данным двух опытов по расплавлению проволоки при различных значениях вылета. Зная w_0 и T_k , легко по выражениям (38.2) и (35.1) рассчитать падение напряжения $\eta_e U$, эквивалентное затрате тепла на расплавление электрода

$$\eta_e U = \frac{w_0 c \gamma T_k}{0,24 j}, \quad (38.7)$$

и эффективный к. п. д. η_e процесса расплавления электрода дугой.

При изменении вылета в практически применяемых пределах можно принимать расчетные значения η_e и T_k постоянными. Однако с изменением плотности тока в широких пределах (от 20 до 80 а/мм²) при постоянном вылете электродной проволоки расчетные значения η_e и T_k не остаются постоянными, и не удастся подобрать постоянных расчетных значений этих величин, повидимому, вследствие значительного изменения условий расплавления электрода (М. С. Куликов).

Пример. При опытах по наплавке валиков под флюсом ОСЦ-45А малоуглеродистой электродной проволокой диаметром 5 мм при токе 820 а и напряжении дуги 36 в коэффициент расплавления a_p оказался равным 17,0 г/а-час при вылете 60 мм и 21,5 г/а-час при вылете 150 мм (М. С. Куликов, ЦНИИТ МАШ). Найдем постоянные T_k и η_e и установим зависимость коэффициента расплавления от длины вылета при указанных условиях сварки.

Следует отметить, что рабочая длина вылета l отличается от расстояния L между мундштуком и поверхностью изделия (фиг. 122). Для того, чтобы получить рабочую длину вылета l , нужно расстояние L уменьшить на величину внешней составляющей длины дуги $l_{вн}$ и увеличить на половину длины контакта ΔL .

Скорость плавления w определим по коэффициенту расплавления из уравнений (35.4) и (35.6)

$$w = \frac{a_p l}{3600 \gamma F}. \quad (38.8)$$

При диаметре электрода 5 мм площадь его поперечного сечения $F = \frac{\pi}{4} \cdot 5^2 = 20 \text{ мм}^2 = 0,2 \text{ см}^2$.

При заданных условиях режима зависимость (38.8) скорости w в см/сек от коэффициента a_p в г/а-час

$$w = a_p \frac{820}{3600 \cdot 7,8 \cdot 0,2} = 0,146 a_p.$$

При вылете 60 мм скорость плавления составляет

$$w_1 = 0,146 \cdot 17,0 = 2,48 \text{ см/сек},$$

а длительность нахождения под током

$$t_1 = \frac{6,0}{2,48} = 2,42 \text{ сек.},$$

а при вылете 150 мм

$$w_2 = 0,146 \cdot 21,5 = 3,14 \text{ см/сек};$$

$$t_2 = \frac{15}{3,14} = 4,77 \text{ сек.}$$

Таким образом, при увеличении вылета в 2,5 раза длительность нагрева током возросла только в $\frac{4,77}{2,42} \approx 2$ раза вследствие увеличения скорости плавления, обусловленного повышением температуры подогрева током.

Рассчитаем зависимость температуры T_T подогрева торца электродной проволоки током от длительности нагрева t , пренебрегая теплоотдачей боковой поверхности. Постоянные нагрева малоуглеродистой проволоки переменным током выберем из табл. 10 (§ 34): $A = 3,7 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^4 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{а}^2 \text{ сек}$; $D_1 = 300^\circ$. Начальную температуру проволоки примем равной $T_0 = 20^\circ$. При плотности тока $j = \frac{820}{20} = 41 \text{ а/мм}^2$ постоянная нагрева и температура нагрева $T(t)$ выразятся по формуле (37.2)

$$n = \frac{3,7 \cdot 10^{-2} \cdot 41^2}{300} = 0,207 \text{ 1/сек.}, \quad T(t) = (300 + 20) e^{-0,207t} - 300.$$

Температура нагрева током торца проволоки при вылетах 60 и 150 мм

$$T_{T_1} = 320 e^{0,207 \cdot 2,42} - 300 = 320 e^{0,50} - 300 = 320 \cdot 1,649 - 300 = 228^\circ;$$

$$T_{T_2} = 320 e^{0,207 \cdot 4,77} - 300 = 320 e^{0,988} - 300 = 320 \cdot 2,686 - 300 = 560^\circ.$$

Увеличение вылета в 2,5 раза повысило температуру торца тоже почти в 2,5 раза.

Постоянные процесса расплавления электродной проволоки рассчитаем по выражениям (38.6)

$$\omega_0 = \frac{3,14 \cdot 2,48 (560 - 228)}{3,14 \cdot 560 - 2,48 \cdot 228} = 2,16 \text{ см/сек}; \quad T_K = \frac{3,14 \cdot 560 - 2,48 \cdot 228}{3,14 - 2,48} = 1810^\circ.$$

Падение напряжения, эквивалентное затрате тепла на расплавление электродной проволоки см. уравнение (38.7)

$$\eta_{\partial} U = \frac{2,16 \cdot 1,25 \cdot 1810}{0,24 \cdot 41 \cdot 100} = 5,0 \text{ в},$$

здесь объемная теплоемкость c_V малоуглеродистой стали принята равной $1,25 \text{ кал/см}^3 \text{ } ^\circ\text{C}$, а эффективный к. п. д. процесса расплавления электродной проволоки

$$\eta_{\partial} = \frac{5,0 \cdot 100}{36} = 14\%.$$

Величины T_K и η_{∂} определены косвенным расчетом из опытов по расплавлению электродной проволоки при постоянных условиях режима, поэтому их можно использовать для расчета скоростей плавления и коэффициента расплавления, соответствующих другим значениям вылета, но лишь при тех же условиях режима (ток, напряжение, марка флюса, состав и диаметр проволоки).

Рассчитаем коэффициент расплавления для условий режима, указанных в начале примера, но при промежуточном относительно исследованных значениях вылета $l = 100 \text{ мм}$. Для этой цели целесообразно использовать номограмму (фиг. 125). Предположим, что характеристики процесса расплавления ω_0 и T_K сохраняют вычисленные выше для вылетов 60 и 150 мм значения также и для промежуточного вылета 100 мм. Безразмерные критерии (38.4) процесса расплавления

$$\nu = \frac{1810 + 300}{20 + 300} = 6,60; \quad \mu = \frac{1810 \cdot 2,16}{0,207 \cdot 10,0 (20 + 300)} = 5,90.$$

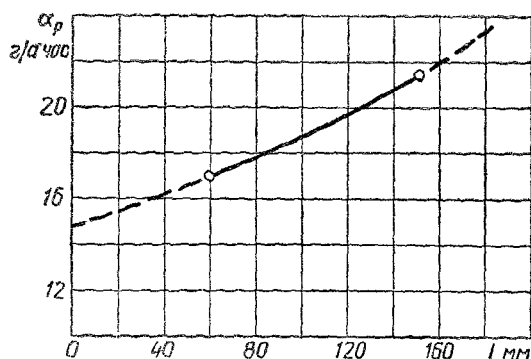
По этим данным из номограммы (фиг. 125) находим $\tau = 0,76$, откуда скорость плавления

$$\omega_0 = \frac{nl}{\tau} = \frac{0,207 \cdot 10,0}{0,76} = 2,73 \text{ см/сек},$$

и коэффициент расплавления

$$\alpha_p = \frac{2,73}{0,146} = 18,6 \text{ г/а.час.}$$

Из опытов непосредственно определили $\alpha_p = 18,3 \text{ г/а-час}$, т. е. на 1,7% меньше. Зависимость коэффициента расплавления от длины вылета, рассчитанная, как показано выше, по данным двух опытов (при вылетах 60 и 150 мм) на фиг. 126.



Фиг. 126. Зависимость коэффициента расплавления малоуглеродистой электродной проволоки диаметром 5 мм от длины вылета; ток 820 а, напряжение дуги 36 в, флюс ОСЦ-45А.

Кружки — данные опытов М. С. Куликова; сплошная линия — результат обработки двух опытов.

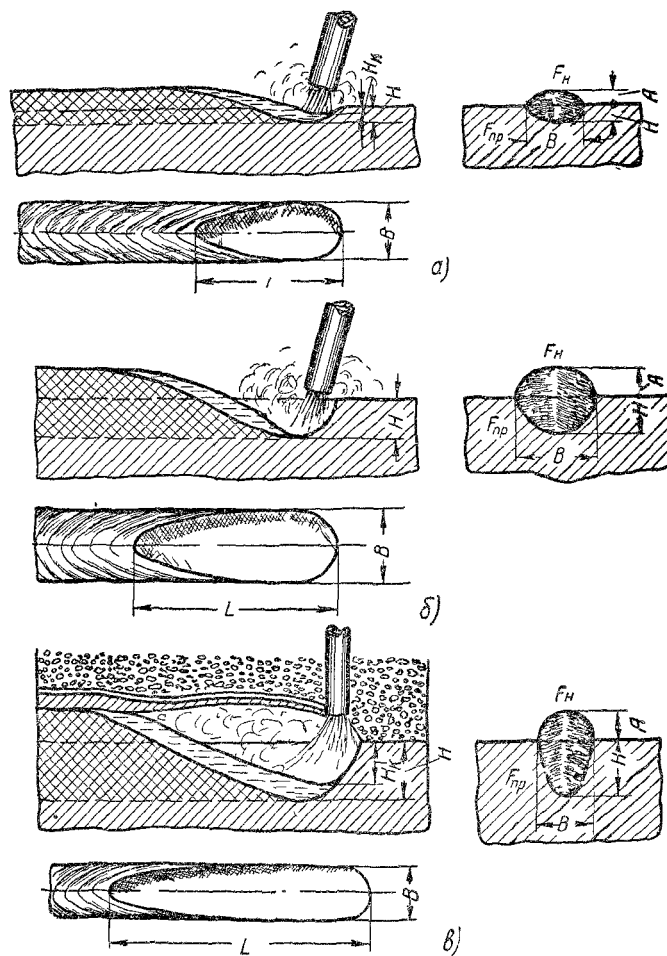
§ 39. ПРОПЛАВЛЕНИЕ ОСНОВНОГО МЕТАЛЛА СВАРОЧНОЙ ДУГОЙ

При сварке плавлением источник тепла — сварочная дуга должна проплавить основной металл изделия на определенную глубину. Теоретически необходимая глубина проплавления основного металла, обеспечивающая получение прочного сварного соединения, может быть весьма незначительной. Практически среднюю глубину проплавления при дуговой сварке поддерживают в пределах не менее 1—1,5 мм, так как вследствие случайных отклонений режима дуги от стационарных условий при меньшей средней глубине проплавления возникает опасность непровара. Слишком большой прогрев основного металла может привести к подрезам у краев шва и к сквозному проплаву свариваемых кромок, связанному с вытеканием жидкого металла. Избыточная глубина проплавления может изменять свойства наплавленного металла вследствие увеличения доли основного металла в шве, а также увеличивает удельный расход электрической энергии.

Сварочная ванна. Сварочная дуга вследствие высокой концентрации тепла в пятне мгновенно оплавляет поверхностный слой металла и перегревает его до температуры кипения. В процессе горения дуги слой расплавленного металла увеличивается и образует на поверхности основного металла сварочную ванну (фиг. 127).

Поток газа, быстро расширяющегося в дуговом промежутке вследствие высокой температуры дугового разряда, давит на поверх-

ность ванны расплавленного металла и оттесняет жидкий металл из-под основания дуги (А. А. Алов). При этом дуга углубляется в образующийся под ее основанием кратер. Помимо заданных пере-



Фиг. 127. Сварочная ванна:

а — наплавка поверхностной дугой; б — наплавка погруженной дугой; в — наплавка под флюсом.

щений вдоль шва и поперек шва (вследствие колебательных движений электрода), сварочная дуга способна погружаться в глубь ванны. Способность дуги углубляться в ванну зависит не только от дутья дуги, но и от многих других условий, в том числе от состава дуговой атмосферы, состава металла и шлаков, размеров ванны,

положения шва и др. На практике наблюдаются весьма разнообразные типы погружения дуги. В дальнейшем рассмотрим следующие крайние типы — поверхностную дугу и погруженную дугу.

При поверхностной дуге кратер неглубок, пятно дуги мало углубляется относительно поверхности металла; под пятном остается слой жидкого металла (фиг. 127,а). При сварке поверхностной дугой глубина проплавления сравнительно невелика.

При погруженной дуге жидкая ванна оттесняется к застывающему концу; пятно и столб дуги полностью или частично погружаются в кратер и более эффективно оплавляют дно ванны и ее переднюю кромку. Под дугой остается лишь весьма тонкий слой жидкого металла (фиг. 127,б). Такая погруженная дуга наблюдается обычно при сварке на больших силах тока. Образующийся иногда на конце электрода козырек из тугоплавкого покрытия может способствовать погружению дуги.

При сварке под флюсом большая глубина проплавления достигается также за счет погружения дуги. Пятно и столб дуги оплавляют непосредственно переднюю кромку ванны (фиг. 127,в)

Геометрические размеры ванны и валика характеризуются следующими параметрами (фиг. 127): L — длина ванны; B — ширина ее; H — глубина проплавления; A — высота наплавки; H_k — глубина кратера. Все измерители за исключением L и H_k определяют обычно по шлифам поперечных сечений валика. Длину ванны L определяют по застывшему кратеру в конце валика. Глубину H_k по застывшему кратеру определить трудно, так как после обрыва дуги и прекращения дутья жидкий металл ванны стремится заполнить кратер. Поэтому застывший кратер имеет меньшую глубину, чем кратер в жидкой ванне при горении дуги. Глубину H_k иногда определяют просвечиванием рентгеновскими лучами.

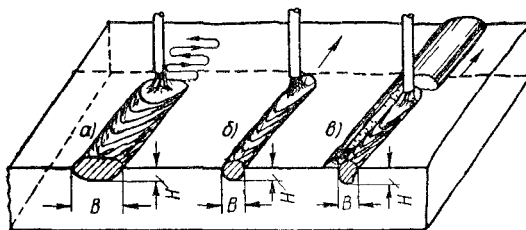
Зона проплавления. Поперечное сечение переплавленного дугой металла условно делят на зону наплавки F_n , находящуюся вне первоначальной кромки основного металла, и зону проплавления F_{np} , расположенную внутри этой кромки (фиг. 127). Площадь зоны наплавки зависит от количества присадочного металла, которое электрод подает в сварочную ванну. Избыточный металл располагается вне первоначальной кромки основного металла и образует валик.

Ванна расплавленного металла — эта область, нагретая в данный момент выше температуры плавления. Ванна ограничена мгновенной изотермической поверхностью температуры плавления. Зона проплавления — это область основного металла, которая при перемещении дуги нагревается выше температуры плавления. Зона проплавления представляет след перемещения ванны.

В зависимости от режима сварки и от способа ведения дуги зона проплавления принимает различные очертания. Очертание зоны проплавления характеризуют следующие измерители: относительная глубина проплавления H/B и коэффициент полноты $\mu = \frac{F_{np}}{HB}$.

Сварка под флюсом (фиг. 128,в) характеризуется значительной глубиной проплавления. Ручная сварка (фиг. 128,а,б) отличается большим разбросом значений H/B , так как очертание зоны проплавления в этом случае зависит как от технологических свойств электрода, так и от его поперечных колебаний.

Коэффициент полноты μ обычно меньше единицы, так как очертание зоны проплавления вписывается в прямоугольник с основанием B и высотой H . При ручной дуговой наплавке валиков стальными электродами разных типов без поперечных колебаний при токе 140—300 а коэффициент полноты очертания зоны проплавления обычно колеблется в узких пределах от 0,6 до 0,7 (А. А. Ерохин). При наплавке валиков стальным электродом с поперечными колебаниями при силах тока 250—1100 а коэффициент полноты обычно не выходит из пределов 0,6—0,8. Таким образом, коэффициент полноты достаточно устойчив и его удобно использовать при расчетах (см. § 43).



Фиг. 128. Очертания зон проплавления:
а — ручная наплавка уширенным валиком; б — ручная наплавка без поперечных колебаний электрода и в — автоматическая наплавка под флюсом.

§ 40. РАЗМЕРЫ ВАННЫ И ЗОНЫ ПРОПЛАВЛЕНИЯ

Расчетная схема. Размеры ванны и зоны проплавления будем рассчитывать, предполагая, что тепло сосредоточенного источника — сварочной дуги — распространяется по металлу вследствие теплопроводности и прогревает прилегающую к источнику зону металла выше температуры его плавления $T_{пл}$.

Теория процессов распространения тепла при дуговой сварке (гл. II) позволяет установить количественную зависимость размеров и очертания зон, прогреваемых выше заданной температуры, от условий режима сварки, т. е. от тепловой мощности сварочной дуги и скорости ее перемещения, а также от распределения ее тепла по поверхности изделия, от формы и размеров изделия и от теплофизических свойств основного металла. Теоретическое очертание ванны расплавленного металла должно соответствовать мгновенному очертанию изотермы температуры плавления $T_{пл}$. Теоретическое очертание ванны не совпадает с действительным, потому что действительное очертание ванны зависит от параметров, которые не учтены при выводе уравнений распространения тепла по свариваемому изделию.

При выводе уравнений, описывающих процессы распространения тепла сварочной дуги, предполагалось, что тепло дуги сосредоточено в точке или по линии, тогда как в действительности тепло дуги неравномерно распределено по поверхности пятна, углубленного в кратер. Расчетные схемы учитывают только распространение тепла

вследствие теплопроводности, тогда как в действительности в ванне расплавленного металла тепло переносится конвективными потоками жидкого металла, вызванными дутьем дуги и неравномерностью распределения температуры в ванне.

Расчет не учитывает также скрытой теплоты плавления, поглощаемой на передней границе ванны и выделяемой на задней границе. Наконец, расчет по средним значениям параметров режима — току, скорости сварки, напряжению дуги — не принимает во внимание случайных отклонений этих параметров от расчетного режима, остающегося в среднем постоянным за время горения дуги. Эти отклонения могут существенно исказить размеры и очертание ванны и зоны проплавления.

Действительное очертание свариваемого изделия также не всегда совпадает с принятыми нами расчетными схемами (полубесконечным телом, пластиной, стержнем). Так, например, в листах, ограниченных по толщине, действительный теплоотвод будет меньше расчетного теплоотвода в неограниченном теле, а у края изделия — меньше, чем в середине.

Отступления при расчете от действительных условий сварки и приводят к тому, что очертания ванны и зоны проплавления не соответствуют очертанию изотермы $T=T_{пл}$, теоретически рассчитанному по схеме сосредоточенного источника в твердом теле. На больших расстояниях от дуги вследствие выравнивающего влияния процесса теплопроводности поперечные колебания дуги и ее погружение в глубь ванны мало сказываются на очертаниях изотерм $T < T_{пл}$. При расчете размеров сварочной ванны и зоны проплавления необходимо считаться с этими особенностями процесса.

Расчет позволяет оценить длину ванны. Для расчета ширины и глубины зоны проплавления пока нет достаточных данных о распределении тепла дуги и об углублении дуги в ванну. Легче оценить теоретически площадь зоны проплавления, на которой меньше, чем на ширине и на глубине, сказываются отступления расчетной схемы от действительного явления.

Длина ванны расплавленного металла. Размеры ванны расплавленного металла определим, рассчитав изотермическую поверхность $T=T_{пл}$ предельного состояния. При наплавке узкого валика на поверхность массивного изделия температура $T(0, t)$, вычисленная по уравнению (15.1) для точек $r=0$, расположенных на оси валика,

$$T(0, t) = \frac{q}{2\pi\lambda\sigma t}, \quad (40.1)$$

обратно пропорциональна времени t , прошедшему после пересечения дугой рассматриваемой точки.

Определим промежуток времени t_B , по истечении которого температура точки B станет равной температуре плавления, т. е. $T_B = T_{пл}$ (фиг. 129). Из уравнения (40.1), положив $T(0, t) = T_{пл}$ и $t = t_B$, получим

$$t_B = \frac{q}{2\pi\lambda\sigma T_{пл}}. \quad (40.2)$$

Теоретическая длительность пребывания t_B в жидком состоянии частиц металла, расположенных на оси перемещения дуги при наплавке узкого валика на массивное неограниченное по толщине изделие, пропорциональна погонной энергии дуги q/v

$$t_B = P_1 \frac{q}{v}; \quad \text{где } P_1 = \frac{1}{2\pi\lambda T_{пл}} = \text{const.} \quad (40.3)$$

Чем больше тепла дуга вводит на единицу длины шва, тем дольше металл ванны находится в расплавленном состоянии.

Длительность пребывания t_B металла на оси шва в расплавленном состоянии связана с длиной ванны L выражением

$$t_B = \frac{L}{v}, \quad (40.4)$$

где v — скорость сварки. Чем длиннее ванна, тем дольше находится металл в расплавленном состоянии при прочих равных условиях. Однако время нахождения различных частиц металла ванны в расплавленном состоянии неодинаково. Металл, находящийся у краев ванны, затвердевает раньше, чем металл на оси шва.

Длина ванны L при наплавке узкого валика на массивное изделие

$$L = t_B v = \frac{q}{2\pi\lambda T_{пл}} \quad (40.5)$$

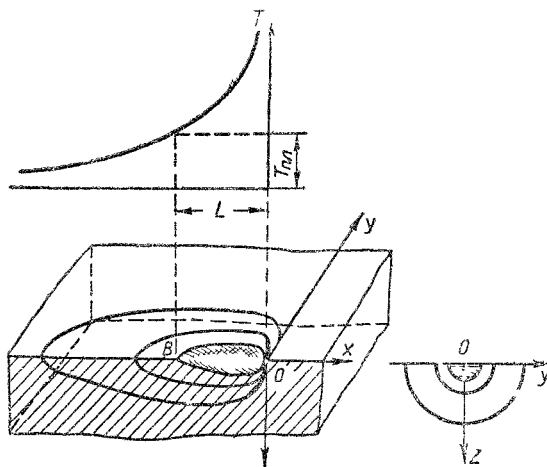
пропорциональна мощности дуги, обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности и температуре плавления металла изделия (λ и $T_{пл}$ величины постоянные для данного металла), и не зависит от скорости перемещения дуги.

Эффективная тепловая мощность дуги q пропорциональна ее электрической мощности UI . Поэтому длину ванны можно выразить соотношением

$$L = p_2 UI \quad (40.6)$$

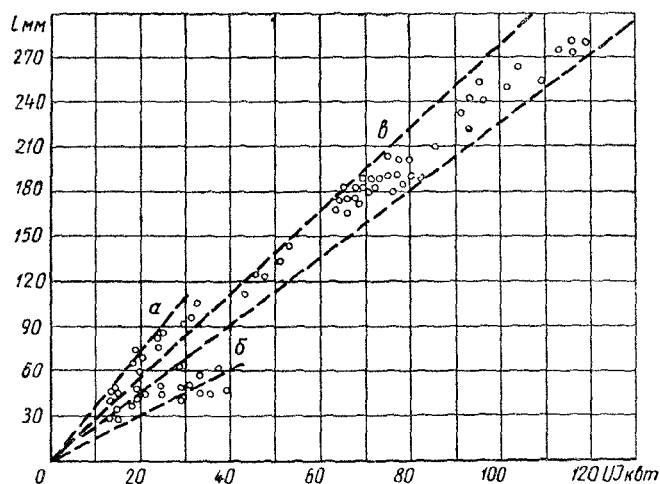
где p_2 — постоянный коэффициент, определяемый из опытов.

Сопоставление с данными опытов показывает, что длина ванны в известной степени зависит от скорости наплавки; это иллюстрируется разбросом опытных точек между двумя прямыми типа (40.6) (фиг. 130). Коэффициент пропорциональности p_2 в выражении (40.6)



Фиг. 129. Схема определения длины ванны при наплавке валика на массивное изделие мощной быстро движущейся дугой.

можно выбирать: а) для сварки под флюсом в пределах от 2,8 до 3,6 мм/кВа при $I < 1200$ а и от 2,3 до 2,8 мм/кВа при $1200 < I < 3000$ а; б) для сварки открытой дугой (электродами ОММ-5)—от 1,7 до



Фиг. 130. Длина сварочной ванны в зависимости от мощности дуги при наплавке валиков на стальные листы:

а — под флюсом при токе 500—1250 а (К. В. Любавский), б — открытая дуга — электроды ОММ-5 (автор), в — под флюсом при токе 1000—3000 а (Б. И. Лазарев).

2,3 мм/кВа. Большая длина ванны при автоматической сварке под флюсом обусловлена замедленным охлаждением металла ванны и более высоким эффективным к. п. д. дуги при этом способе сварки.

§ 41. ТЕПЛОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕССА ПРОПЛАВЛЕНИЯ

Сосредоточенный источник тепла — дуга или пламя, перемещаясь по поверхности изделия со скоростью v , проплавляет зону металла с поперечным сечением $F_{пр}$. Будем рассматривать проплавление как процесс прогрева заданной зоны металла выше температуры $T_{пл}$, которой соответствует теплосодержание $S_{пл}$ кал/г, включающее скрытую теплоту плавления. Для того, чтобы прогреть только зону $F_{пр}$ до температуры $T_{пл}$, необходим расход тепла $vF_{пр}\gamma S_{пл}$. В действительности тепло сосредоточенного источника, распространяясь по изделию вследствие теплопроводности, нагревает металл неравномерно. При этом прилегающие к источнику внутренние объемы зоны проплавления перегреваются выше $T_{пл}$, а внешний нерасплавленный объем металла подогревается до температур, меньших $T_{пл}$. Поэтому необходимое для проплавления зоны $F_{пр}$ тепло $vF_{пр}\gamma S_{пл}$ всегда меньше тепла, развиваемого источником: $0,24 UI$ при нагреве дугой или $q_{низш}$ при нагреве пламенем.

Тепловую эффективность процесса проплавления характеризует полный тепловой к. п. д. $\eta_{пр}$, выражающий отношение расхода тепла, необходимого для проплавления основного металла

в единицу времени, к полной тепловой мощности сварочной дуги или сварочного пламени

$$\eta_{np} = \frac{vF_{rp}\gamma S_{nл}}{0,24UI} \quad \text{или} \quad \eta_{np} = \frac{vF_{rp}\gamma S_{nл}}{q_{низ.л}}. \quad (41.1)$$

Проплавление металла дугой или пламенем, рассматриваемое как тепловой процесс, можно разложить на следующие процессы:

- а) нагрев металла дугой или пламенем;
- б) прогрев зоны металла до заданной температуры $T_{nл}$ сосредоточенным источником тепла q .

Только часть q тепловой мощности источника используется для нагрева металла изделия. Эффективный к. п. д. η_u процесса нагрева основного металла дугой (§ 9) или пламенем (§ 20) выражает отношение эффективной тепловой мощности q кал/сек, т. е. тепла, введенного источником за единицу времени в металл изделия, к полной тепловой мощности сварочной дуги $0,24 UI$, или сварочного пламени $q_{низ.л}$. Коэффициент η_u характеризует эффективность процессов выделения тепла и теплообмена в дуговом промежутке или в пламени и зависит от технологических условий сварки. Остальная часть тепла, выделяемого дугой или пламенем, рассеивается в окружающем пространстве вследствие конвективного и лучистого теплообмена, а также теряется с нагретыми газами и брызгами расплавленного металла.

На прогрев проплавляемой зоны до температуры плавления $T_{nл}$ и на перевод ее в жидкое состояние расходуется в свою очередь только часть эффективной тепловой мощности q . Остальное тепло затрачивается на перегрев ванны расплавленного металла выше $T_{nл}$ и на подогрев окружающей массы основного металла до температуры ниже $T_{nл}$. Эти затраты тепла практически неизбежны при сварке вследствие сосредоточенного характера источника тепла и значительной теплопроводности основного металла.

Термический к. п. д. процесса проплавления основного металла

$$\eta_t = \frac{vF_{rp}\gamma S_{nл}}{q} \quad (41.2)$$

выражает отношение условного теплосодержания $vF_{rp}\gamma S_{nл}$ проплавленного за единицу времени основного металла к эффективной тепловой мощности дуги или пламени. Коэффициент η_t характеризует эффективность использования тепловой энергии, введенной подвижным сосредоточенным источником для местного прогрева, и определяется процессом распространения тепла по металлу вследствие теплопроводности.

Полный тепловой к. п. д.

$$\eta_{np} = \eta_u \eta_t, \quad (41.3)$$

характеризующий полную эффективность процесса проплавления металла дугой или пламенем, равен произведению коэффициентов, оценивающих эффективность составляющих тепловых процессов.

Термический к. п. д. рассчитывают теоретически, исходя из эффективной мощности q и задаваясь подходящей схемой нагрева теплопроводящего тела сосредоточенным источником тепла (см. ниже § 42). Сопоставление результатов расчета с данными опытов показало, что в ряде случаев необходимо вводить поправку, учитывающую схематичность расчета термического к. п. д. Обозначим расчетное значение термического к. п. д. η'_t ; пусть термический к. п. д. η_t , определенным выражением (41.2), равен расчетному значению η'_t , умноженному на поправочный коэффициент p , т. е.

$$\eta_t = p\eta'_t. \quad (41.4)$$

Тогда из выражения (41.3) получим

$$\eta_{np} = p\eta_t\eta'_t. \quad (41.5)$$

Значения коэффициента p для некоторых случаев сварки приведены в табл. 13.

Таблица 13

К. п. д. процесса проплавления при наплавке валиков открытой дугой и дугой под флюсом

Марка электрода	Ряд и полярность тока	Ток I_a	$r_{ш}$ %	H/B	$p_{гш}$ %	p	Исследователь
Меловые . .	+	130—260	77	0,3	63	0,82	А. А. Ерохин (НИИ)
ОММ 5 . .	+	130—260	83	0,2	57	0,68	
ЦЧ 7С	+	130—260	82	0,1	41	0,50	
УОНИ 13	—	130—260	84	0,2	51	0,61	
Цельно лозные	—	130—260	84	0,2	70	0,83	
Угольные	+	1000—2500	50—60	0,1 0,2 0,3 0,4 0,5	— — — — —	1,1 1,3 1,5 1,7 1,9	И. Д. Кулагин и Т. Н. Зиновьева
Малоуглеродистая проволока под флюсом ОСЦ 45	~	550 825	80 80	0,26 0,50	— —	0,82 1,18	М. С. Куликов (ЦНИИТМАШ)
Тоже под флюсом ФЦ 4	~	1400—1800 2200—2700	75 75	0,6—1,0 0,7—1,5	— —	0,95—1,07 1,0—1,15	Б. И. Лазарев (ЦНИИТМАШ)

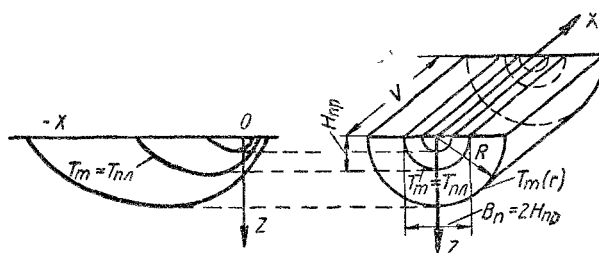
* А. А. Ерохин называет $p\eta_t = \eta_{эф}$ — эффективным к. п. д. процесса проплавления и рассчитывает η'_t , исходя из мощности $q_{эф} = pq$, принимаемой за эффективно используемую в процессе проплавления основного металла.

Из этих данных, которые следует рассматривать, как ориентировочные, все же видно, что коэффициент p возрастает с углублением дуги в ванну, т. е. с увеличением отношения H/V . Для поверхностных дуг $p < 1$, так как для проплавления используется не все тепло дуги, а преимущественно часть тепла, выделяемая в активном пятне. Для углубленных дуг $p > 1$, так как дутье дуги, отбрасывая проплавленный металл, способствует более энергичному оплавлению, чем учитывает расчет, основанный на теории теплопроводности.

Уточнение расчетных схем процесса проплавления и всестороннее изучение всех условий процесса даст возможность привести расчет термического к. п. д. в лучшее соответствие с опытом и приблизить значения коэффициента p к единице.

§ 42. ТЕРМИЧЕСКИЙ К. П. Д. ПРОЦЕССА ПРОПЛАВЛЕНИЯ

Термический к. п. д. процесса прогрева зоны теплопроводящего тела подвижным сосредоточенным источником выше любой заданной температуры T_m легко определить из уравнения процесса распространения тепла. Площадь F_m поперечного сечения зоны нагрева выше



Фиг. 131. Очертание расчетной зоны проплавления при наплавке узкого валика на поверхность массивного изделия.

T_m ограничена кривой постоянной максимальной температуры, т. е. геометрическим местом точек, максимальная температура которых за время перемещения источника достигала T_m . При скорости v перемещения источника тепла производительность прогрева металла выше заданной температуры выразится $\gamma v F_m$. Сравнивая расход тепла на прогрев зоны до температуры T_m с эффективной мощностью источника q , получим термический к. п. д. процесса (41.2).

Наплавка валика на массивное изделие мощной быстродвижущейся дугой. Распространение тепла описывается схемой точечного источника, перемещающегося по поверхности полубесконечного тела. Зона прогрева до температуры T_m теоретически представляет собой полуцилиндр с образующими, параллельными оси перемещения источника. Поперечное сечение расчетной зоны проплавления ограничено геометрическим местом точек с максимальной температурой T_m , равной температуре плавления $T_{пл}$ (фиг. 131).

Для определения площади расчетной зоны проплавления воспользуемся уравнением (16.1) максимальных температур при наплавке валика на массивное изделие мощной быстродвижущейся дугой

$$T_m(r) = \frac{1}{e} \frac{q}{v c \gamma \frac{\pi r^2}{2}}; \quad (42.1)$$

здесь $c\gamma$ — объемная теплоемкость металла в $\text{кал/г}^\circ\text{C}$; $\frac{\pi r^2}{2}$ — площадь полукруга, ограниченного кривой максимальной температуры T_m . Источник проходит за 1 сек расстояние v см. Выражение $\frac{\pi r^2}{2} v$ представляет объем, все точки которого нагреваются выше заданной температуры $T_m(r)$ (фиг. 131). Температура всех точек тела вне этого объема не достигает $T_m(r)$. Следовательно, $\frac{\pi r^2}{2} v c \gamma T_m(r)$ выражает количество тепла, которое необходимо затратить, чтобы весь рассматриваемый объем был равномерно нагрет до заданной температуры $T_m(r)$.

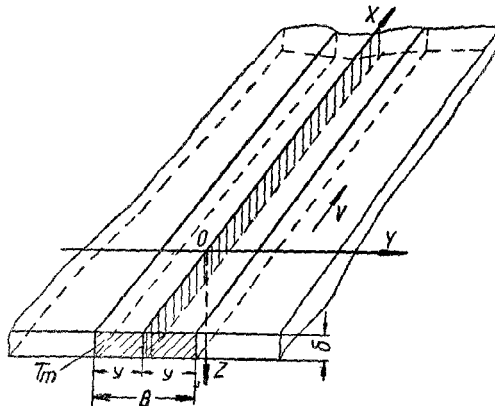
Вместо $T_m(r)$ подставим в уравнение (42.1) температуру плавления $T_{пл}$, а вместо r — глубину проплавления $H_{пр}$, тогда

$$v \frac{\pi}{2} H_{пр}^2 c \gamma T_{пл} = \frac{1}{e} q. \quad (a)$$

Таким образом, количество тепла, необходимое для проплавления зоны заданного сечения $F_{пр}$, выражающееся левей частью уравнения (a), представляет лишь

часть $\frac{1}{e} q$ всего тепла q , которое вводится источником в изделие

Термический к. п. д. процесса проплавления представляет отношение количества тепла, необходимого для проплавления, ко всему теплу, вводимому в изделие дугой. При наплавке валика на поверхность массивного изделия $F_{пр} = \frac{\pi}{2} H_{пр}^2$, по этому термический к. п. д. процесса



Фиг. 132 Очертание расчетной зоны проплавления при сварке тонких листов встык.

$$\eta_t = \frac{v \frac{\pi}{2} H_{пр}^2 c \gamma T_{пл}}{q} = \frac{1}{e} = 0,368. \quad (42.2)$$

На проплавление поверхности массивного изделия при наплавке узкого валика мощной быстродвижущейся сварочной дугой затрачивается теоретически только 0,368 от эффективной тепловой

мощности q , вводимой дугой в изделие. Остальная же часть тепловой мощности $0,632q$ представляет с точки зрения процесса проплавления потери на перегрев металла в зоне проплавления и на подогрев металла вне этой зоны.

Сварка листов встык мощной быстродвижущейся дугой. Распространение тепла описывается схемой линейного источника q , перемещающегося со скоростью v по неограниченной пластине толщиной δ . Зона прогрева до температуры T_m представляет теоретически плоский слой, ограниченный плоскостями $\pm y$, параллельными плоскости XOZ перемещения линейного источника (фиг. 132). Максимальная температура в пластине без теплоотдачи ($b=0$) $T_m(y)$ согласно уравнению (16.7)

$$T_m(y) = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \cdot \frac{q}{v\delta \cdot 2y}. \quad (42.3)$$

Теплоотдачей пренебрегаем, так как ширина зоны проплавления обычно невелика, а на температуру близкой к источнику зоны потеря тепла через поверхности пластины существенно не влияет.

Подставим в уравнение (42.3) $T_{пл} = T_m(y)$ и $B = 2y$ (фиг. 132), тогда

$$v\delta Bc\gamma T_{пл} = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} q. \quad (6)$$

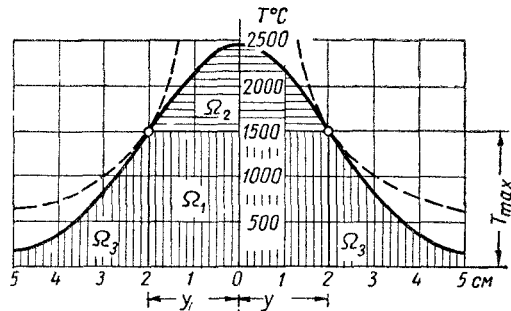
Левая часть уравнения (а), представляющая собой количество тепла, необходимое для проплавления при сварке тонких листов встык, равна площади прямоугольника Ω_1 (фиг. 133).

Остальная часть тепла q , вводимого источником, идет на перегрев металла внутри зоны проплавления (площадь Ω_2) и на подогрев металла вне зоны проплавления (площадь Ω_3).

Термический к. п. д. процесса проплавления при сварке листов встык мощной быстродвижущейся дугой

$$\eta_t = \frac{v\delta Bc\gamma T_{пл}}{q} = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} = 0,484. \quad (42.4)$$

Значения η_t , выражаемые формулами (42.2) и (42.4), выведены из уравнений для мощных быстродвижущихся источников тепла — точечного и линейного. Если источник движется быстро, то тепло вблизи оси или плоскости его перемещения распространяется только в плоскостях, перпендикулярных направлению перемещения источника. Если же источник движется медленно, то часть тепла успевает распространиться и в направлении его перемещения, поэтому потеря



Фиг. 133. Схема распределения тепла q , вводимого дугой при сварке тонких листов встык.

тепла возрастает и как следствие этого термический к. п. д. уменьшается. Значения η_t , равные 36,8% и 48,4%, являются соответственно максимальными для случаев наплавки валика или сварки листов встык.

Сварка и наплавка дугой, движущейся с произвольной скоростью. Значения η_t были рассчитаны по уравнениям (13.2) и (14.2) предельного состояния процесса распространения тепла от точечного и линейного источников, перемещающихся с произвольной скоростью v . Термический к. п. д. процесса проплавления η_t при наплавке валика на поверхность массивного тела представлен в зависимости от безразмерного критерия

$$\epsilon_3 = \frac{qv}{a^2 S'_{пл}}, \quad (42.5)$$

пропорционального произведению мощности дуги на скорость ее перемещения, и от отношения H/B , характеризующего очертание зоны проплавления (фиг. 134). Здесь $S'_{пл} = \gamma S_{пл} = c\gamma T_{пл}$ — теплосодержание единицы объема расплавленного металла, включая скрытую теплоту плавления; для малоуглеродистой стали $S'_{пл} = 7,8(260 + 65) = 2500 \text{ кал/см}^3$.

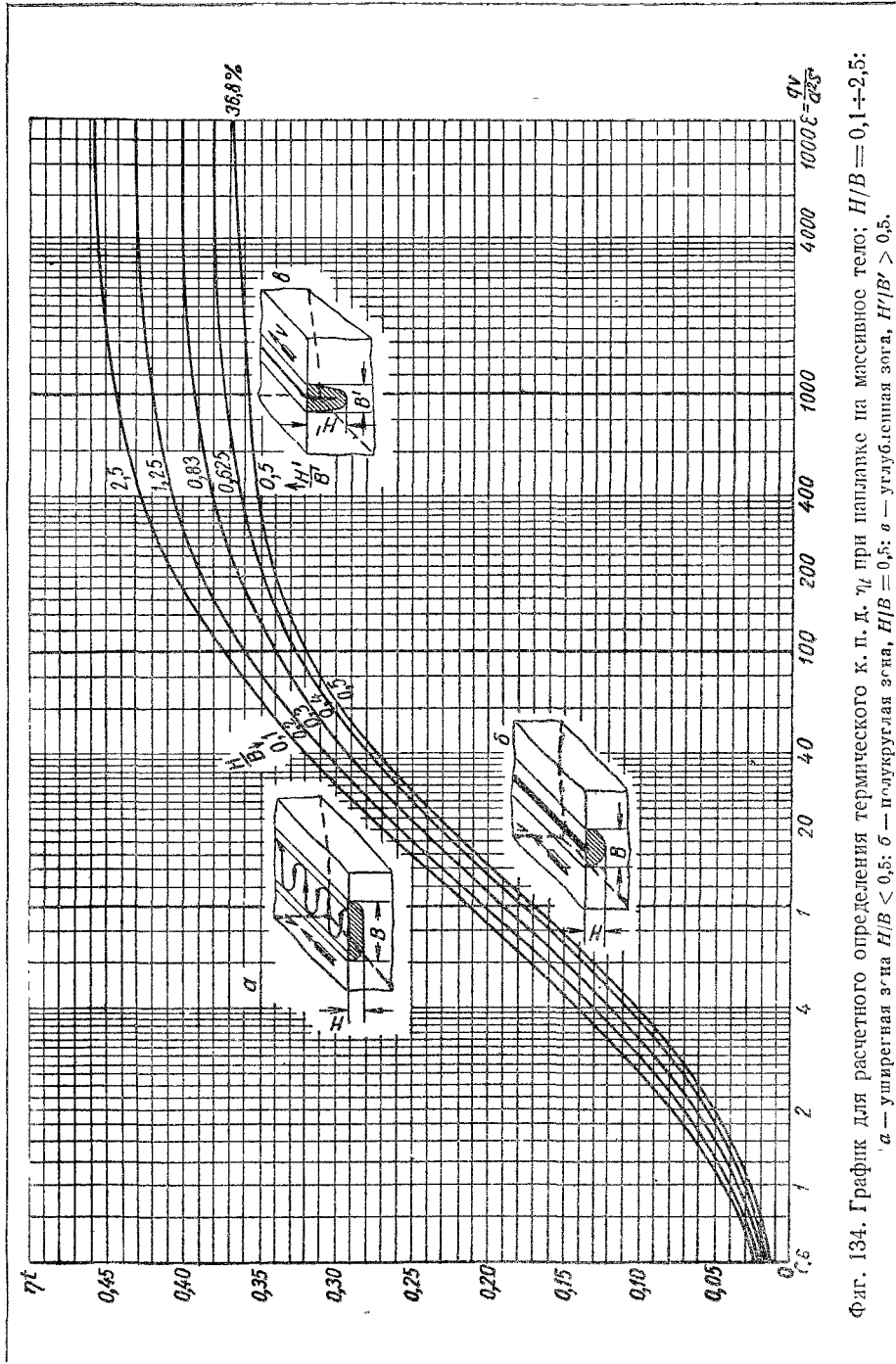
Термический к. п. д. при сварке тонких листов встык ($H/B=0$) представлен в зависимости от безразмерного критерия

$$\epsilon_2 = \frac{q}{\delta a S'_{пл}} \quad (42.6)$$

(фиг. 135), где δ — толщина пластины в см.

При безразмерных критериях ϵ_3 и ϵ_2 , стремящихся к бесконечности, значения термического к. п. д. приближаются к предельным значениям: 0,368 — для наплавки узкого валика мощной быстродвижущейся дугой на массивное изделие и 0,484 — для сварки тонких листов встык мощной быстродвижущейся дугой. При скоростях сварки больше 20—30 м/час безразмерные критерии ϵ_3 и ϵ_2 обычно настолько велики, что соответствующие им значения η_t близки к предельным.

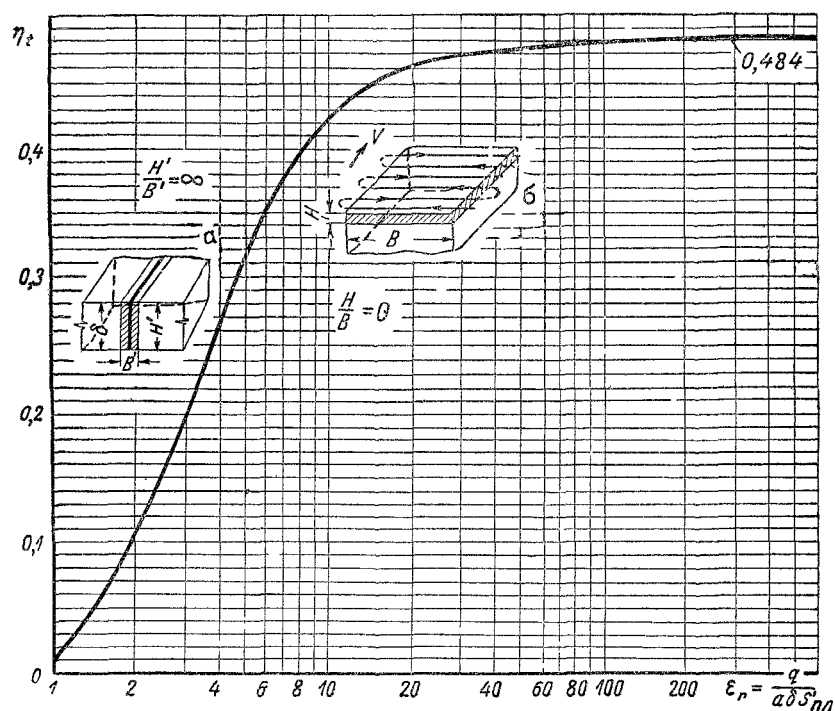
Уширенный валик и углубленная дуга. При наплавке узкого валика (без поперечных колебаний) на массивное изделие значения η_t рассчитывали в предположении, что зона проплавления представляет полукруг (фиг. 134, б) с отношением $H/B=0,5$. В этом случае тепло распространяется радиально по всей площади поперечного сечения изделия. При наплавке уширенного валика на массивное изделие дуга совершает поперечные колебательные движения, очертание зоны проплавления становится вытянутым (фиг. 134, а). В этом случае условия теплоотвода будут иными, чем при полукруглой зоне проплавления. Здесь источник тепла уже не сконцентрирован в точке, а распределен по участку поверхности шириной B_0 . По мере увеличения B_0 зона проплавления вытягивается, общий теплоотвод уменьшается, потери тепла снижаются, а термический к. п. д. возрастает. Поэтому значения η_t при наплавке уширенного валика на массивное изделие ($H/B < 0,5$) превышают значения η_t при наплавке узкого валика ($H/B=0,5$).



Фиг. 134. График для расчетного определения термического к. п. д. η_t при наплавке на массивное тело; $H/B = 0,1 + 2,5$; a — уширенная зона, $H/B < 0,5$; b — полукруглая зона, $H/B = 0,5$; σ — углубленная зона, $H/B > 0,5$.

По мере увеличения размаха колебаний точечного источника получим в пределе схему нагрева линейным источником (фиг. 135, б), характеризующуюся конечной глубиной проплавления H и бесконечной шириной зоны проплавления B (поэтому отношение $H/B=0$). В этом предельном случае тепло в поперечном сечении распространяется только в глубь тела, но не в направлении, параллельном источнику.

Если дуга углублена в изделие, например, при сварке погруженной дугой или при автоматической сварке под флюсом,

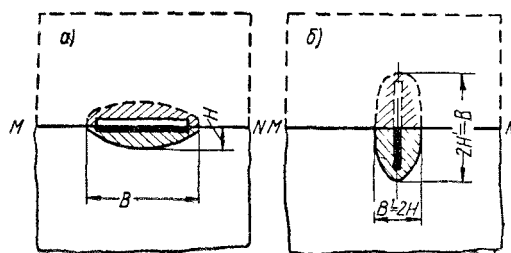


Фиг. 135. График для расчетного определения термического к. п. д. η_r :
а — сварка тонких листов встык в один проход, $H'/B' = \infty$; *б* — наплавка
 весьма широкого валика на массивное тело, $H/B = 0$.

очертание зоны проплавления соответствует схеме линейного источника конечной глубины и характеризуется отношением $H/B > 0,5$ обычно не более 0,7—0,8 (фиг. 134, в). Предполагая, что дуга углублена на всю толщину изделия, в пределе получим схему бесконечного линейного источника, $H/B = \infty$ (фиг. 135, а). Эта схема в отношении распространения тепла и по эффективности процесса проплавления соответствует сварке встык. При сварке встык тепло распространяется в одном направлении, тепловой поток как бы заключен между нижней и верхней плоскостями листа. Возможность теплоотвода меньше, чем при наплавке валика, поэтому тер-

мический к. п. д. при сварке встык ($H/B = \infty$) выше, чем при наплавке ($\infty > H/B > 0$).

Схема линейного источника тепла q , распределенного по отрезку конечной ширины B , совпадает со схемой линейного источника тепла $2q$, распределенного по отрезку конечной глубины $H' = B/2$ (фиг. 136). Дополним обе схемы их отражениями в граничной плоскости MN , составим таким образом бесконечные тела с линейными источниками одинаковой ширины (B в схеме *a* и $2H'$ в схеме *b*) равной интенсивности $2q$. Очевидно, что процессы распространения тепла в обеих схемах совпадают, если одну из них повернуть на угол 90° . Но эти схемы тождественны только при определенном соотношении глубины и ширины зоны проплавления, а именно:



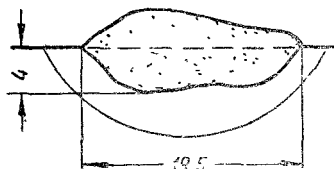
Фиг. 136. Схема источников тепла:
a — конечной ширины и *b* — конечной глубины.

$$H'/B' = \frac{1}{4H/B}. \quad (42.7)$$

Поэтому на графике η_t (фиг. 134) каждой кривой соответствует два значения отношения глубины и ширины зоны проплавления H/B и $H'/B' = \frac{1}{4H/B}$. Для точечного источника с полукруглой зоной ($H/B = 0,5$); $H'/B' = 1,4 \cdot 0,5 = 0,5$.

Процесс проплавления тем эффективнее, чем равномернее распределен тепловой поток дуги по ширине или глубине изделия. Сосредоточенным источником тепла нельзя равномерно прогреть весь объем свариваемого изделия. К идеальному случаю равномерного объемного прогрета ($\eta_t = 1$) приближается нагрев стержня током.

Пример. Валик наплавляли вручную на лист толщиной 30 мм при режиме: ток постоянный, $I = 376$ а, напряжение дуги $U = 17$ в, полярность прямая, скорость сварки $v = 5,8$ м/час = 1,62 мм/сек, электрод диаметром 6 мм, обмазка меловая.



Фиг. 137. Поперечное сечение валика (к примеру расчета).

Приняв эффективный к. п. д. процесса нагрева изделия дугой η_u равным 0,75, определим эффективную мощность дуги $q = 0,24 \cdot 0,75 \cdot 17 \cdot 376 = 1150$ кал/сек.

Непосредственным измерением на шлифе были определены (фиг. 137) площадь зоны проплавления $F_{np} = 57$ мм², ширина зоны проплавления $B = 19,5$ мм, глубина зоны проплавления $H = 4,0$ мм.

Расчет по условиям режима сварки. Для определения η_t по графику фиг. 134 необходимо знать безразмерный критерий ε_3 и

отношение H/B . Коэффициент температуропроводности для малоуглеродистой стали примем равным $a=0,08$ см²/сек, теплосодержание расплавленного металла $S'_{пл}=2500$ кал/см³,

$$\epsilon_3 = \frac{qv}{a^2 S'_{пл}} = \frac{1150 \cdot 0,162}{0,08^2 \cdot 2500} = 11,7.$$

Отношение, характеризующее очертание зоны проплавления,

$$\frac{H}{B} = \frac{4}{19,5} = 0,2.$$

По графику фиг. 134 находим, что для значений $\epsilon_3=11,7$ и $H/B=0,2$ термический к. п. д. $\eta_t=0,215$.

Расчет η_t по размерам зоны проплавления. Для определения η_t воспользуемся уравнением (41 2)

$$\eta_t = \frac{v F_{гд} c_{гд} T_{пл}}{q} = \frac{0,162 \cdot 0,57 \cdot 2500}{1150} = 0,20$$

Тепловой к. п. д. процесса проплавления

$$\eta_{пр} = \eta_t \eta_t = 0,75 \cdot 0,20 = 0,15$$

В данном случае только 15% тепла, развиваемого дугой, идет на проплавление основного металла. Остальное тепло (85%) теряется в дуговом промежутке и в электроде и расходуется на перегрев металла в зоне проплавления и на подогрев металла вне этой зоны.

§ 43. ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССОВ НАПЛАВКИ И ПРОПЛАВЛЕНИЯ

При дуговой сварке протекают два тесно связанных тепловых процесса. Тепло сварочной дуги разогревает основной металл свариваемого изделия и проплавляет его поверхность или кромки на определенную глубину (§ 39—42). С другой стороны, тепло дуги расплавляет металл электрода (при сварке плавящимся электродом по способу Н. Г. Славянова) или присадочный стержень (при сварке неплавящимся электродом по способу Н. Н. Бенардсса) (§ 35 и 38).

Процессы проплавления основного и наплавки присадочного металла связаны между собой наиболее тесно при дуговой сварке плавящимся электродом. Распределение тепла дуги между ее полюсами — электродом и изделием — зависит от материала полюсов, химического состава покрытия или флюса, рода и полярности сварочного тока и длины дуги. Общую тепловую мощность сварочной дуги легко регулировать изменением величины тока, но возможность перераспределения тепла между изделием и электродом ограничена. Соотношение между количествами проплавленного основного и наплавленного присадочного металла при заданных размерах и форме изделия и при заданном составе основного металла, электрода и покрытия или флюса устанавливают выбором условий режима: тока, напряжения дуги, скорости и характера перемещения дуги по поверхности изделия, а также диаметра электрода. В дальнейшем поставлены задачи:

- а) установить количественные характеристики своих процессов;
- б) выявить условия режима, обеспечивающие высокую производительность и эффективность дуговой сварки.

Основные измерители. Производительность процесса дуговой сварки g_c , так же как и других способов сварки плавлением (газовой, атомноводородной), выражают суммой весов проплавленного в единицу времени основного металла g_{np} и наплавленного присадочного металла g_n . Количество наплавленного металла определяют условно как избыток веса изделия после сварки сравнительно с весом до сварки. В действительности количество наплавленного металла больше условно определяемого, так как присадочный металл восполняет угар основного металла. Зоны наплавки и проплавления сварного шва или валика разделяют условно поверхностью изделия до сварки (фиг. 127)

Условная производительность процессов наплавки и проплавления в $г/сек$ связана с площадями поперечных сечений F_n и F_{np} соответствующих зон со скоростью v $см/сек$ перемещения дуги и удельным весом наплавленного металла γ $г/см^3$ очевидными соотношениями

$$g_n = \gamma v F_n; \quad g_{np} = \gamma v F_{np}. \quad (43.1)$$

Производительность наплавки g_n связана с производительностью расплавления g_p соотношением

$$g_n = g_p (1 - \phi), \quad (43.2)$$

где ϕ — коэффициент, учитывающий потери электродного металла при переходе в ванну и частично потери металла ванны. При нормальном режиме сварки открытой дугой коэффициент потерь изменяется обычно в пределах от 5 до 20%, а при сварке под флюсом — от 1 до 2%.

Удельная производительность процессов расплавления и наплавки характеризуется коэффициентами расплавления α_p и наплавки α_n в $г/а-час$, выражающими отношение производительности g_p или g_n в $г/сек$ к сварочному току I в $а$

$$\alpha_p = 3600 \frac{g_p}{I}; \quad \alpha_n = 3600 \frac{g_n}{I}. \quad (43.3)$$

При дуговой сварке, как показал В. П. Вологдин, производительность наплавки изменяется в известных пределах пропорционально сварочному току, а напряжение дуги влияет на производительность в меньшей степени. Поэтому производительность этих процессов целесообразно относить к единице тока.

Коэффициенты удельной производительности α характеризуют эффективность использования тока в отдельных процессах плавления основного и присадочного металла при сварке.

Площади зон наплавки и проплавления. Площадь поперечного сечения зоны наплавки, как видно из соотношений (43.1), (43.2) и (43.3),

$$F_n = \frac{\alpha_n I (1 - \phi)}{3600 \gamma v} \quad (43.4)$$

при постоянных коэффициентах расплавления и потерь пропорциональна току и обратно пропорциональна скорости сварки. Выбирая

ток и скорость сварки, можно наплавить валик с заданной площадью поперечного сечения, обеспечивающей заполнение преректной разделки кромок или требуемое поперечное сечение валика.

Связь площади зоны наплавки с погонной энергией дуги можно установить, подставив в выражение (43.4) ток из выражения (9.1)

$$F_n = \frac{(1-\psi)\sigma_p q}{0,24\eta_u U \cdot 3600\gamma} = m_1 \frac{q}{v}, \quad \text{где } m_1 = \frac{(1-\psi)\sigma_p}{0,24\eta_u U \cdot 3600\gamma}. \quad (43.5)$$

Коэффициенты расплавления α_p и потерь ψ при заданном процессе сварки изменяются незначительно. С повышением напряжения дуги U обычно уменьшается эффективный к. п. д. η_u (фиг. 28). Поэтому коэффициент m_1 для данных условий сварки мало изменяется, и площадь наплавки можно приближенно считать пропорциональной погонной энергии q/v . Если при данных технологических условиях с повышением тока увеличивается и скорость сварки, площадь наплавки остается в первом приближении постоянной.

Площадь зоны проплавления при выбранном режиме сварки, т. е. при заданных U , I и v , можно определить из выражений (41.1) или (41.2), задаваясь коэффициентом проплавления η_{np} или термическим к. п. д. η_t

$$F_{np} = \frac{0,24UI}{v\gamma S_{н.л}} \eta_{np} = m_2 \eta_t \frac{q}{v}; \quad (43.6)$$

здесь $m_2 = \frac{1}{\gamma S_{н.л}}$ — постоянная, зависящая от теплофизических свойств металла.

Площадь проплавления F_{np} зависит не только от эффективной погонной энергии q/v , которая обеспечивает заполнение преректной зоны наплавки F_n , но и от термического к. п. д., зависящего от условий режима. Термический к. п. д. увеличивается с увеличением тока, скорости сварки и степени распределенности источника. Если производить наплавку или сварку при малых I и v , то η_t будет низким и площадь проплавления F_{np} может оказаться недостаточной.

Коэффициент площадей, т. е. отношение площади проплавления к площади наплавки, получим из выражений (43.5) и (43.6)

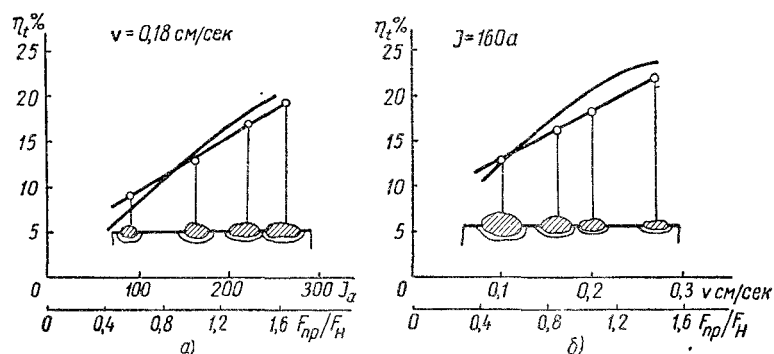
$$\frac{F_{np}}{F_n} = \frac{m_2}{m_1} \eta_t = m \eta_t; \quad m = \frac{864\eta_u U}{(1-\psi)\alpha_p S_{н.л}}. \quad (43.7)$$

здесь m — коэффициент с нулевой размерностью, постоянный для данных технологических условий сварки. При постоянном m коэффициент площадей F_{np}/F_n пропорционален термическому к. п. д. процесса проплавления.

Выбранный режим сварки тем эффективнее в смысле развития площади зоны проплавления, чем больше коэффициент площадей. Режимы с низкой эффективностью проплавления условно будем считать такие, при которых площадь проплавления меньше площади наплавки ($F_{np} < F_n$), а режимами с высокой эффек-

тивностью — те, при которых площадь проплавления больше площади наплавки ($F_{пр} > F_n$)

Эффективность процесса проплавления изделия дугой зависит от режима сварки. С увеличением тока, а также с повышением скорости сварки η_t при прочих равных условиях возрастает (фиг. 138). Поэтому мощные и быстро движущиеся дуги более эффективны, например, при автоматической сварке под флюсом. При практически постоянной погонной энергии q/v площади



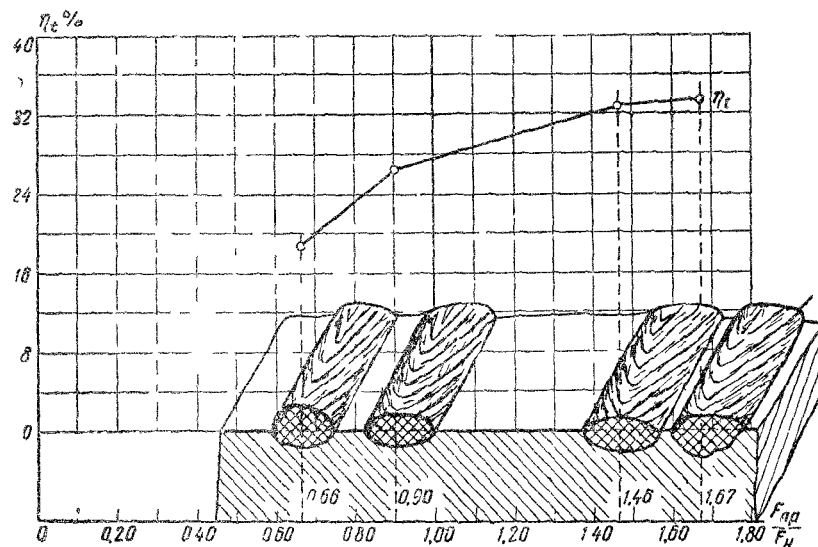
Фиг. 138. Влияние: (а) тока и (б) скорости сварки на термический к. п. д. процесса проплавления. Условия опытов: толщина пластины $\delta = 25$ мм; сталь 50; электрод с тонким минеральным покрытием диаметром 4,5 мм; ток переменный (при $I = 90$ а — электрод диаметром 3 мм). Сплошная линия — результат расчета, кружки — результат опытов.

наплавки F_n валиков почти одинаковы (фиг. 139). Но площади зоны проплавления увеличиваются с повышением I и v , так как $F_{пр}$ пропорциональна не только погонной энергии, но и термическому к. п. д. η_t , который при постоянной погонной энергии q/v возрастает с увеличением q и v , стремясь к некоторому пределу (фиг. 134 и 135). Чтобы получить зону проплавления больших размеров по сравнению с размерами зоны наплавки, необходимо выбирать режим высокой эффективности, т. е. большой ток I и большую скорость сварки v .

Пути повышения производительности дуговой сварки. Практически производительность дуговой сварки, как технологического процесса, определяется затратой времени на выполнение заданной операции — сварки шва или наплавки валика определенной длины с заданным поперечным сечением. Полное время, затрачиваемое на сварку, складывается из машинного времени и вспомогательного времени. В дальнейшем рассмотрим принципиальные обоснования к повышению производительности дуговой сварки путем уменьшения затраты времени на сварочные операции. Очевидно, что при таком подходе условным критерием производительности следует принять скорость сварки v .

Из всего многообразия применяемых на практике сварных швов можно выделить, как показал А. А. Ерохин, следующие крайние типы (фиг. 140).

А. швы, образуемые преимущественно наплавленным металлом, у которых коэффициент площадей F_{np}/F_n близок к нулю, например, стыковые швы с развитой разделкой кромок (а); угловые швы с заданным катетом (б).



Фиг. 139. Сечения валиков, наплавленных электродами ОММ-5 на лист малоуглеродистой стали при погонной энергии $q/v = 4300 \div 4700$ кал/см.

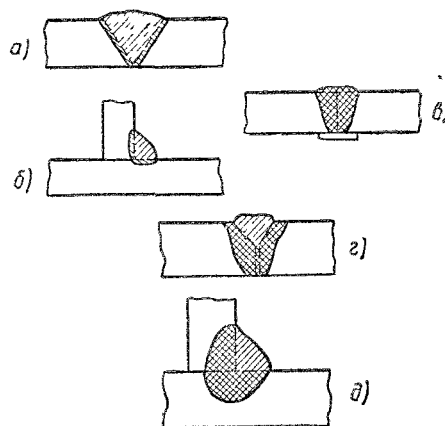
Ток I а	Скорость наплавки v м/сек	Коэффициент площадей F_{np}/F_n	Термический к. п. д. η_t %
240	2,1	0,66	18,5
350	3,3	0,90	26
490	5,0	1,46	32,5
710	8,2	1,67	33,5

Б. швы, образуемые преимущественно проплавленным основным металлом, у которых коэффициент площадей F_{np}/F_n весьма велик, например, стыковые швы без разделки кромок (б); стыковые швы с неполной или частичной разделкой кромок (г) и угловые швы с увеличенным проваром (д) относятся к промежуточным типам, так как в их образовании участвует и присадочный, и основной металлы в различных соотношениях. Валики при наплавочных работах относятся к типу А. При дуго-

вой сварке прутковыми электродами коэффициент площадей в зависимости от марки электрода и от режима сварки изменяется в широких пределах от 0,25 до 2,0.

Для повышения скорости сварки швов типа А необходимо увеличивать производительность наплавки присадочного металла, конечно, обеспечивая при этом несобходимое сплавление наплавленного металла с основным. Для повышения скорости сварки швов типа Б следует увеличивать производительность проплавления основного металла изделия, количество же присадочного металла в пределе может быть доведено до нуля. Очевидно, что пути повышения скорости сварки в перечисленных крайних случаях будут различными.

Швы, образуемые преимущественно наплавленным металлом. При сварке швов типа А скорость сварки определяется из условия заполнения разделки с поперечным сечением F_n наплавленным электродным металлом [см. выражения (43.1) и (43.3)]



Фиг. 140. Различные типы сечений зон наплавки и проплавления:

a и *b* — швы, образуемые преимущественно наплавленным металлом; *c* — швы, образуемые преимущественно основным металлом; *e* и *d* — швы промежуточных типов.

$$v = \frac{g_n}{\gamma F_n} = \frac{\sigma_n I}{3600 \gamma F_n} \quad (43.8)$$

Скорость сварки тем выше, чем больше производительность наплавки g_n , пропорциональная коэффициенту наплавки и сварочному току. Максимально возможные значения производительности наплавки для электродов различных типов приведены в табл. 11 (§ 35).

Для повышения скорости сварки швов типа А прутковыми электродами применяют способы, основанные либо на увеличении коэффициента наплавки, либо на повышении тока. Для повышения коэффициента наплавки α_n вводят дополнительный металл, расплавляемый за счет лучшего использования тепла дуги (электроды КД, электроды с железным порошком в покрытии). Для повышения тока либо увеличивают диаметр электрода, либо повышают плотность тока. Иногда повышают одновременно и коэффициент наплавки, и плотность тока электрода (электроды ЦМ 7-С, табл. 11).

Швы, образуемые преимущественно основным металлом. При сварке швов типа Б скорость сварки определяется из условия проплавления металла на заданную глубину H . Пользуясь измерителями очертания зоны проплавления — относительной глубиной H/V и

коэффициентом полноты μ (§ 39), выразим зависимость площади проплавления F_{np} от ее глубины H

$$F_{np} = \mu HB = \frac{\mu H^2}{H/B}; \quad (a)$$

скорость сварки получим из выражения (43.6), заменив в нем площадь проплавления соотношением (a)

$$v = \frac{0,24UI}{\mu H^2 \gamma S_{пл}} \frac{H}{B} \eta_{np} = m_3 \frac{H}{B} \eta_{np} \cdot 0,24 UI. \quad (б)$$

При заданной глубине проплавления H величину $\mu H^2 \gamma S_{пл}$ можно для расчетов принимать постоянной, так как коэффициент полноты μ при данном типе сварочного процесса мало изменяется (§ 39), а теплоемкость расплавленного металла есть величина постоянная для данного основного металла (для стали $S_{пл} = 325 \text{ кал/г}$). Заменим в уравнении (б) полный тепловой к. п. д. процесса проплавления его выражением (41.5) и введем эффективную мощность q (9.1)

$$v = m_3 \frac{H}{B} p \eta'_t q. \quad (43.9)$$

При заданной глубине проплавления H скорость сварки тем выше, чем больше эффективная мощность дуги q , в основном пропорциональная току, и чем больше относительная глубина зоны проплавления H/B ; коэффициент p возрастает с увеличением H/B (см. § 41); расчетный термический к. п. д. η'_t возрастает с увеличением q . Для повышения скорости сварки швов, образуемых преимущественно за счет проплавления основного металла, следует

а) применять электроды, характеризующиеся большим допустимым током и большим номинальным напряжением дуги;

б) применять электроды или технику сварки, обеспечивающие наибольшие значения относительной глубины проплавления.

Автоматическая сварка под флюсом допускает весьма высокие плотности тока в электродной проволоке и дает высокие значения коэффициента наплавки (§ 38) и поэтому обеспечивает большую производительность наплавки. Благодаря большим токам и большим эффективным мощностям, а также значительному углублению дуги в ванну автоматическая сварка под флюсом дает также весьма высокую производительность проплавления. По производительности как наплавки, так и проплавления, автоматическая сварка под флюсом значительно превосходит сварку открытой дугой.

ГЛАВА V

РАСЧЕТЫ ТЕРМИЧЕСКОГО ЦИКЛА ОСНОВНОГО МЕТАЛЛА

§ 44. СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ЗОНЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ И ИХ РЕГУЛИРОВАНИЕ

Задачи регулирования структурных изменений. При сварке плавлением металл нагревается местным сосредоточенным источником тепла — дугой или пламенем. Тепло источника расплавляет кромки изделия и распространяется в глубь металла. В зоне основного металла, прилегающей к свариваемым кромкам (зоне термического влияния), температура быстро повышается, приближаясь к температуре плавления металла, а затем постепенно снижается, стремясь к средней температуре изделия. Термический цикл, т. е. изменение со временем температуры металла, характеризует тепловое воздействие сварочного процесса на основной металл (см. § 16).

Основной металл в зоне термического влияния подвергается своеобразной термической обработке. Структура металла в этой зоне изменяется в соответствии с термическим циклом нагрева и охлаждения. При данном термическом цикле характер изменений структуры зависит от химического состава основного металла и его предшествующей термической и механической обработки. Термические циклы слоев зоны, различно удаленных от границы зоны проплавления, неодинаковы, поэтому сварное соединение представляет собой агрегат слоев с неоднородной структурой и механическими свойствами.

Термическое воздействие сварочного процесса иногда практически безразлично (например, в малоуглеродистой стали), но вызванные им изменения структуры часто ухудшают механические свойства околошовной зоны (например, в некоторых марках углеродистой и низколегированной стали) или снижают ценные в эксплуатации специальные свойства (например, сопротивление коррозии хромоникелевой аустенитной стали).

Термический цикл является основой для оценки влияния параметров режима сварки на изменения структуры в основном металле. Теория процессов распространения тепла позволяет установить влияние режима сварки, последовательности укладки слоев или швов, формы и размеров изделия и условий подогрева на термический цикл, от которого зависят структура и свойства основного металла в зоне термического влияния (а в некоторой степени и наплавленного металла). Значительное расширение ассортимента свариваемых марок специальной стали, цветных металлов и сплавов вызвало необходимость в разработке общих приемов регулирования структурных

изменений, основанных на теоретическом и опытным изучении термического цикла основного металла.

Для регулирования процессов изменения структуры, протекающих в основном металле при сварке, необходимо:

а) установить зависимость термического цикла в зоне термического влияния от условий режима сварки, от геометрии образца, от температуры подогрева и от внешних условий, в которых протекает сварка;

б) установить, как влияет тот или иной цикл изменения температуры на структуру и механические свойства зоны термического влияния.

При термической обработке металла параметры режима, непосредственно определяющие термический цикл — температуру нагрева, время выдержки, скорость охлаждения, температуру промежуточного охлаждения и другие, выбирают так, чтобы получить заданную структуру. Параметры режима устанавливаются на основе большого лабораторного и производственного опыта, и их непосредственное регулирование не встречает особых затруднений. При сварке можно регулировать структуру и механические свойства зоны термического влияния лишь косвенным путем, управляя воздействием источника тепла на металл.

Основной задачей теплового воздействия сварочной дуги или сварочного пламени является плавление основного и присадочного металла. Источник тепла должен наплавить заданное количество присадочного металла, чтобы заполнить проектное сечение шва, а также проплавить кромки основного металла, чтобы обеспечить надежную сварку (§ 41—43).

Термический цикл определяется принятым режимом сварки, соответствующим заданной производительности процессов плавления основного и присадочного металлов. Высокая производительность сварки при правильном формировании шва может быть достигнута при различных сочетаниях параметров режима и условий сварки. Часто оказывается возможным так выбирать параметры режима сварки, чтобы, удовлетворив требованиям производительности сварки и формирования шва, обеспечить такой термический цикл, воздействие которого на основной металл вызовет благоприятные изменения его структуры и свойств.

К структуре зоны термического влияния и к свойствам сварного соединения предъявляют разнообразные требования, зависящие от сорта металла, от условий технологии изготовления и от типа конструкции и ее служебного назначения. Нужные свойства зоны термического влияния устанавливают на основании лабораторных испытаний сварных соединений и производственного опыта изготовления и эксплуатации сварных конструкций и изделий. Поэтому приемы регулирования режима сварки, ведущие к обеспечению оптимальных свойств зоны термического влияния весьма разнообразны и зависят от требований, предъявляемых к этим свойствам.

При сварке малоуглеродистой стали структурные изменения в зоне термического влияния существенно не изме-

няют механических и эксплуатационных свойств зоны. Отметим наблюдаемое при газовой сварке образование видманштеттовой структуры в околошовной зоне, обусловленное длительным нагревом и быстрым охлаждением. Быстрое охлаждение зоны рекристаллизации, нагреваемой до 400—700°, способствует успешному старению некоторых марок стали (Т. М. Слуцкая, Институт электросварки АН УССР). В этих зонах может несколько повышаться порог хладноломкости.

При сварке углеродистой и низколегированной конструкции стали, не подвергающейся дальнейшей термической обработке (строительные конструкции, суда), пластичность стали в зоне термического влияния может понизиться в результате подкалки, связанной с быстрым охлаждением, и в результате роста зерна, вследствие перегрева. Выбор режима сварки может дать такой термический цикл, при котором обеспечивается достаточная пластичность околошовной зоны.

При сварке закаленных сталей (перлитного и мартенситного класса) без последующей термической обработки стремятся регулированием теплового воздействия сварки получить в зоне перекристаллизации закаленную структуру, близкую к структуре основного металла, и уменьшить размеры зоны отпуска. Для этого выбирают режимы сварки с малой погонной энергией, т. е. уменьшают сечение швов или валиков.

Высоколегированные хромистые стали ферритного класса, хорошо сопротивляющиеся химическим воздействиям при высоких температурах, чувствительны к росту зерна в зоне термического влияния при длительном нагреве. Чтобы избежать понижения вязкости околошовной зоны, вызванного ростом зерна, стремятся уменьшить длительность нагрева зоны.

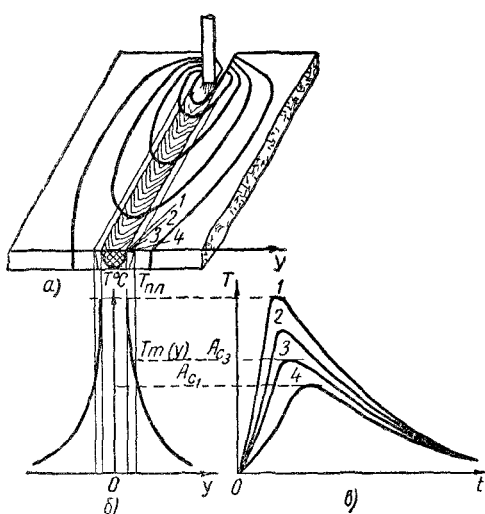
При сварке хромоникелевых сталей аустенитного класса (нержавеющих) медленное охлаждение зоны термического влияния ведет к выделению из твердого раствора сложных карбидов хрома. Обоеднение хромом твердого раствора ведет к потере сопротивления коррозии и к образованию межкристаллитных трещин. Чтобы предупредить потерю ценного эксплуатационного свойства — сопротивления коррозии — стремятся выбрать режим сварки так, чтобы шов и зона термического влияния охлаждались быстро.

При сварке цветных сплавов регулируют такие структурные изменения, как отпуск закаленного основного металла, рекристаллизационный рост зерна и др.

В настоящее время наиболее разработаны методы регулирования структурных изменений в зоне термического влияния при сварке углеродистой и низколегированной конструкционной стали. Дальнейшее изложение строится применительно к сварке этих марок стали, но следует иметь в виду, что приемы регулирования распространяются также и на другие марки стали и на цветные металлы.

Структурные изменения в зоне термического влияния углеродистой и низколегированной стали. Термические циклы для некоторых

характерных точек зоны термического влияния при сварке встык листов углеродистой стали показаны на фиг. 141. Температура точки 1, находящейся в зоне термического влияния непосредственно у границы проплавления, достигает температуры плавления $T_{пл}$. Наибольшая температура в точке 2, лежащей в зоне термического влияния, превышает температуру точки A_{c3} , но не достигает температуры плавления. Наибольшая температура в точке 3 достигает температуры точки A_{c3} , а в точке 4 — температуры точки A_{c1} . Все точки, максимальные температуры T_m которых располагаются между температурами точек A_{c1} и A_{c3} , находятся в зоне частичной перекристаллизации, точки с наибольшими температурами $T_{Ac_3} < T_m < T_{пл}$ находятся в зоне полной перекристаллизации.



Фиг. 141. Термический цикл зоны термического влияния углеродистой стали при сварке листов встык:

а — схема сварного шва; б — распределение максимальных температур по поперечному сечению; в — термический цикл в точках 1—4 зоны термического влияния.

увеличением зерна понижаются пластические свойства околошовной зоны сварного соединения. При значительной скорости охлаждения аустенит переохлаждается и превращается полностью или частично в мартенсит. Местная закалка при сварке без последующей обработки повышает твердость и снижает пластичность зоны термического влияния и тем самым может ухудшить механические свойства сварного соединения.

От этих структурных изменений — роста зерна при перегреве и закалке при охлаждении — зависят свойства сварных соединений из углеродистой и низколегированной конструкционной стали. На свойства зоны термического влияния углеродистой стали влияют также и такие структурные изменения, как выравнивание состава аустенита при нагреве, образование остаточного аустенита (с последующим превращением в мартенсит) при охлаждении высоколегирован-

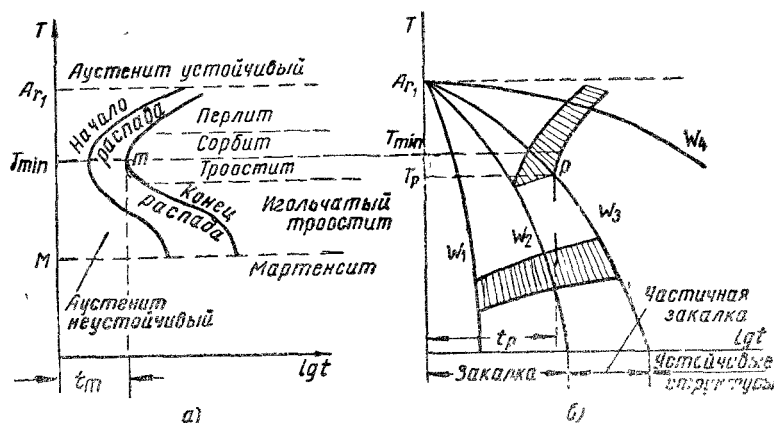
сталлизации, точки с наибольшими температурами $T_{Ac_3} < T_m < T_{пл}$ находятся в зоне полной перекристаллизации.

Особый интерес представляют структурные изменения в околошовной зоне, т. е. в слое зоны термического влияния, лежащем непосредственно у границы зоны проплавления и характеризующемся максимальной температурой, близкой к температуре плавления металла (точка 1). В этом слое зоны термического влияния нагрев наиболее длителен, а скорости охлаждения наиболее высоки.

В процессе перекристаллизации и при длительном нагреве выше температуры точки A_{c3} может значительно расти зерно аустенита; с

ной стали, отпуск мартенсита при замедленном охлаждении и пр. Для количественной оценки этих изменений в зоне термического влияния сварки мы еще не располагаем достаточными данными.

Чем быстрее охлаждается металл, тем вероятнее переохлаждение до температуры точки M начала мартенситного превращения (фиг. 142,б). Для большинства марок углеродистой и низколегированной конструкционной стали аустенит при изотермической выдержке наименее устойчив при температуре T_{\min} , лежащей в промежутке температур $600-450^\circ$ (фиг. 142,а). При медленном охлаждении со скоростью $\omega^\circ \text{C/сек}$, меньшей критической скорости ω_3 , аустенит в верхнем субкритическом промежутке температур ($T_{Ar_1} - T_p$) распадается с образованием феррито-перлитных структур тем более дисперсных, чем выше скорость охлаждения (фиг. 142, б).



Фиг. 142. Диаграммы распада аустенита:

а — и.отермическое охлаждение; б — непрерывное охлаждение; $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4$.

При быстром охлаждении со скоростями $\omega > \omega_2$ аустенит в верхнем субкритическом промежутке не успевает распасться и переохлаждается вплоть до температуры точки M мартенситного превращения, при которой переохлажденный аустенит начинает превращаться в мартенсит. При скоростях $\omega_2 > \omega > \omega_3$ часть аустенита распадается в верхнем субкритическом интервале, а часть — при температуре мартенситного превращения. Это — процесс частичной закалки, характеризующийся структурой мартенсит + троостит.

Разные марки стали обладают различной склонностью к перегреву и различной способностью к закалке. Количественные оценки реакции данной марки стали на различные термические циклы сварки устанавливаются специальными пробами, например, валиковой пробой МВТУ. Некоторые данные для оценки структурных изменений стали можно получить из диаграммы изотермического распада аустенита.

Регулирование термического цикла. Для регулирования процессов закалки и роста зерна существенное значение имеют следующие измерители термического цикла сварки:

1) скорость охлаждения при температуре $T_{\text{пл}}$ наименьшей устойчивости аустенита;

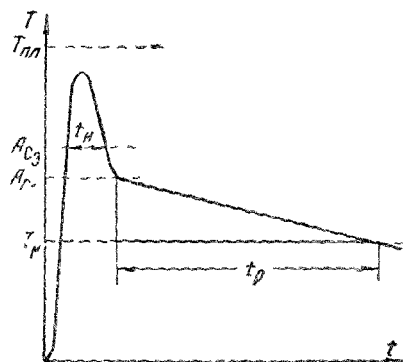
2) длительность нагрева выше температуры начала интенсивного роста зерна аустенита ($T_{Ac_3} + 100^\circ$).

Теория распространения тепла дает возможность рассчитывать эти измерители при различных сочетаниях параметров режима сварки — см. § 45 и 46. Так устанавливается зависимость основных структурных изменений в зоне термического влияния от режима сварки. Рассчитывая скорость охлаждения и длительность нагрева, можно выбирать режим сварки так, чтобы не только удовлетворить требованиям производительности проплавления основного

металла и наплавки присадочного, но и обеспечить наиболее благоприятное протекание основных структурных изменений в зоне термического влияния основного металла — см. § 47.

Обычно при сварке углеродистых и низколегированных конструкционных сталей ставится задача получения пластичного сварного соединения, и в частности, околшовной зоны. Наиболее целесообразный с этой точки зрения термический цикл должен обеспечить непродолжительный перегрев аустенита и медленное охлаждение в верхнем субкритическом промежутке (фиг. 143). Такой условный термический цикл характеризуется острым и непродолжительным (t_n) пиком нагрева выше точки A_{c_3} , при котором вероятность роста зерна незначительна, и сравнительно длительным (t_p) охлаждением в промежутке $A_{r_1} - T_n$, при котором вероятен распад аустенита с образованием феррито-перлитной структуры. При регулировании режима сварки углеродистой и низколегированной стали стремятся получить такой термический цикл околшовной зоны.

Простой термический цикл однопроходной сварки лишь в ограниченных пределах поддается регулированию для улучшения структурных изменений в зоне термического влияния. Поэтому приходится усложнять тепловое воздействие источника тепла на металл. При многослойной ручной сварке или многодуговой автоматической сварке дуга многократно воздействует на свариваемый металл. При сварке с подогревом, предварительным, сопутствующим или последующим, осуществляемым газовыми горелками, индукторами, нагревателями сопротивления и пр., используют тепловое воздействие постороннего источника тепла



Фиг. 143. Условный термический цикл при сварке углеродистых и низколегированных сталей.

§ 45. РАСЧЕТ МГНОВЕННОЙ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ДАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

При прсстом термическом цикле мгновенную скорость охлаждения, соответствующую данной температуре T , рассчитывают в зависимости от параметров режима и типа соединения (наплавка валика, сварка встык, втавр и др.) по уравнениям теории распространения тепла при сварке.

Наплавка валика на массивное тело и сварка листов встык. Рассмотрим следующие основные случаи: а) наплавку валика на массивное тело и б) сварку тонких листов встык. Ввиду полной однотипности рассуждений выкладки проведем параллельно.

Выразим температуру в процессе распространения тепла мощного быстродвижущегося точечного источника в полубесконечном теле и мощного быстродвижущегося линейного источника в пластине без теплоотдачи боковых поверхностей ($b=0$), уравнения (15.1) и (15.2)

$$T(r, t) - T_0 = \frac{q}{2\pi\lambda vt} e^{-\frac{r^2}{4at}} \quad \Bigg| \quad T(y, t) - T_0 = \frac{q}{v\delta \sqrt{4-\lambda c\gamma t}} e^{-\frac{y^2}{4at}}; \quad (a)$$

здесь T — мгновенная температура в точке r или y в момент t , вызванная процессом распространения тепла сварочной дуги;

T_0 — начальная температура изделия, равная или температуре окружающей среды, или температуре предварительного подогрева.

Найдем зависимость скорости охлаждения $\omega^\circ\text{C}/\text{сек.}$ от температуры T для точек зоны термического влияния. Удобно рассчитать эту зависимость не для точек 1, 2, 3 и 4 зоны термического влияния (фиг. 141), находящихся на различных небольших расстояниях от оси шва, а только для точек O , расположенных на самой оси. Такое упрощение допустимо, так как по мере удаления от оси шва скорости охлаждения при данной температуре лишь незначительно понижаются (фиг. 141, в).

Температура точек оси шва $r=0$ и $y=0$ выразится

$$T(0, t) - T_0 = \frac{q}{2\pi\lambda vt} \quad \Bigg| \quad T(0, t) - T_0 = \frac{q}{v\delta \sqrt{4-\lambda c\gamma t}}. \quad (45.1)$$

Взяв производные от температуры (45.1) по времени t , получим зависимость мгновенных скоростей изменения температуры от времени

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{q}{2\pi\lambda vt^2} \quad \Bigg| \quad \frac{dT}{dt} = -\frac{q}{2v\delta \sqrt{4-\lambda c\gamma t^3}}. \quad (45.2)$$

Для любого момента t можно рассчитать температуру и скорость охлаждения и установить, таким образом, соответствие между ними. В рассматриваемых простейших случаях мы исключим время аналитически; когда из более сложных уравнений исключить t трудно, следует прибегать к графическому построению. Выразим графически зависимости температуры от времени и скорости охлаждения от вре-

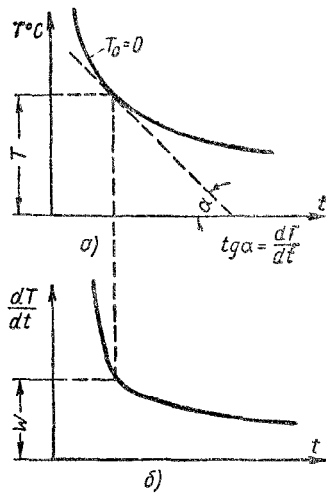
мени (фиг. 144). Задаваясь значением температуры из графика (фиг. 144, а), определяем момент времени t , для которого в свою очередь по графику (фиг. 144, б) находим мгновенную скорость охлаждения; этой операцией исключается время. Определим время t из уравнений (45.1)

$$\frac{1}{t} = \frac{2\gamma v (T - T_0)}{q} \quad \Bigg| \quad \frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{v \delta \sqrt{4\gamma} c \gamma (T - T_0)}{q} \quad (6)$$

Подставляя значения $\frac{1}{t}$ и $\frac{1}{\sqrt{t}}$ соответственно в уравнения (45.1) и (45.2), получим зависимость мгновенной скорости от мгновенной температуры

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= -\frac{q}{2\gamma v} \frac{(2\gamma v)^2 (T - T_0)^2}{q} = -\frac{2\gamma v (T - T_0)^2}{q}; \\ \frac{dT}{dt} &= -\frac{q}{2v_0 \sqrt{4\gamma} c \gamma} \frac{v^2 \delta^2 (4\pi) c \gamma^2 (T - T_0)^3}{q^2} = -\frac{2v^2 \delta^2 c \gamma (T - T_0)^3}{q^2}. \end{aligned} \right\} (B)$$

Знак минус в правых частях выражений (в) показывает, что происходит охлаждение.



Фиг. 144. Определение зависимости скорости охлаждения $\frac{dT}{dt}$ от температуры T по заданным графикам зависимости $a - T(t)$ и $b - \frac{dT}{dt}(t)$

Скорости охлаждения w оси шва или валика равны поэтому скоростям (в) изменения температуры, взятым с обратным знаком: при наплавке валика на массивное тело

$$w = 2\pi \lambda \frac{(T - T_0)^2}{q v}; \quad (45.3)$$

при односторонней сварке листов встык

$$w = 2\pi c \gamma \frac{(T - T_0)^3}{(q v)^2}. \quad (45.4)$$

При расчете вместо мгновенной температуры T подставляют значение расчетной температуры T_{\min} субкритического промежутка. При выводе выражений (45.3) и (45.4) предполагается, что температура подогрева изделия в процессе сварки не изменяется, т. е. что изделие в целом остается при постоянной температуре подогрева. Это предположение справедливо для толстых листов, которые охлаждаются сравнительно медленно. Тонкие листы (до 2—4 мм)

быстро охлаждаются через поверхность; их иногда варят с сопутствующим подогревом, чтобы температура металла изделия в процессе сварки существенно не снижалась. Если температура подогрева изделия при сварке изменяется, скорость охлаждения околошовной

зоны зависит при данном режиме сварки не только от температуры подогрева, но также от знака и скорости ее изменения.

Из уравнений (45.3) и (45.4) видно, что мгновенная скорость охлаждения при данной температуре T зависит от: а) эффективной погонной энергии q/v ; б) формы и размеров изделия; в) температуры подогрева T_0 .

Скорость охлаждения тем больше, чем выше разность $T - T_0$ между мгновенной и начальной температурами. Влияние подогрева резче сказывается при сварке тонких листов, так как в валике, наплавленном на массивное тело, мгновенная скорость охлаждения пропорциональна квадрату разности температур, а при сварке тонких листов встык — кубу разности температур.

Мгновенная скорость охлаждения при данной температуре зависит не от абсолютных значений q и v , а только от их отношения q/v . Чем больше эффективная погонная энергия q/v , тем ниже при прочих равных условиях скорость охлаждения. Влияние изменения погонной энергии резче сказывается в тонких листах, так как мгновенная скорость охлаждения при наплавке валика на массивное изделие обратно пропорциональна первой степени погонной энергии q/v , а при сварке тонких листов встык — ее квадрату $(q/v)^2$.

Пример 1. Рассчитать мгновенную скорость охлаждения при $T = 650^\circ$ для наплавки валика на массивное стальное изделие при следующем режиме: $I = 300$ а; $U = 30$ в; $\eta_{\text{н}} = 0,7$; $q = 0,24 \cdot 0,7 \cdot 30 \cdot 300 = 1500$ кал/сек; $v = 7$ м/час = $0,2$ м/сек

$$\frac{q}{v} = \frac{1500}{0,2} = 7500 \text{ кал/см.}$$

Для стали коэффициент теплопроводности примем $\lambda = 0,1$ кал/см сек $^\circ\text{C}$.

Пусть начальная температура изделия $T_0 = 0^\circ$, тогда из выражения (45.3) получим

$$w = 2 \cdot 0,1 \cdot \frac{650^2}{7500} = 35^\circ\text{C/сек.}$$

Допустим что полученную скорость охлаждения следует снизить до 20°C/сек.

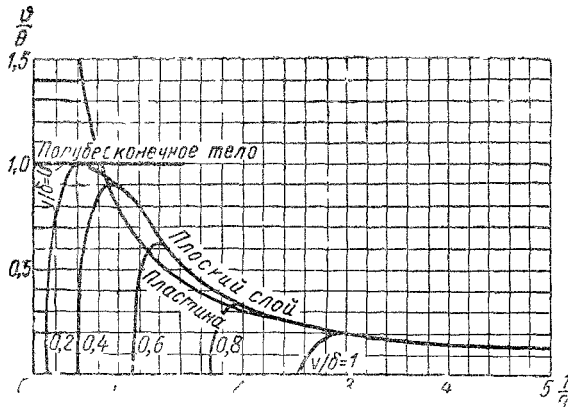
Для этого необходимо или увеличить погонную энергию до $7500 \cdot \frac{35}{20} = 13100$ кал/см, или подогреть изделие.

Для увеличения погонной энергии необходимо изменить режим, т. е. либо увеличить I , либо снизить v . При наплавке валика на поверхность выбор режима часто не ограничен определенным очертанием валика. Тогда изменение погонной энергии принципиально возможно. Если сечение валика задано, можно снизить скорость охлаждения подогревом изделия. Пусть изделие подогрето до 150° , тогда $T - T_0 = 650 - 150 = 500^\circ$

$$w = \left(\frac{500}{650}\right)^2 \cdot 35 = 21^\circ\text{C/сек.}$$

Расчет скорости охлаждения по выражению (45.3), выведенному для схемы точечного источника в массивном теле, практически применим для наплавки валика на толстый лист (толщиной не менее 25—30 мм, в зависимости от данной температуры T и от режима сварки). Выражение (45.4), выведенное для схемы линейного источника в пластине, применимо для расчета скорости при однопроходной сварке листов встык.

Наплавка валика на лист. Процесс распространения тепла при наплавке валика на лист любой толщины, а также при укладке отдельных слоев многослойного шва описывается схемой точечного источника, перемещающегося по поверхности плоского слоя толщиной δ (§ 18). Зависимость мгновенной скорости охлаждения от мгновенной температуры, рассчитанная по этой схеме, определяется графиком (фиг. 145), полученным посредством описанного выше построения (фиг. 144). По оси ординат отложен безразмерный критерий процесса



Фиг. 145 Расчетный график для определения мгновенной скорости охлаждения при наплавке валика на лист

$$\omega = \frac{w q' v}{2 \cdot \gamma (T - T_0)^2}, \quad (45.5)$$

пропорциональный мгновенной скорости охлаждения, а по оси абсцисс — критерий

$$\frac{1}{\theta} = \frac{q' v}{\frac{\pi}{2} \delta^2 c \gamma (T - T_0)}, \quad (45.6)$$

зависящий от параметров режима и от мгновенной температуры, но в который мгновенная скорость охлаждения не входит.

При нагреве плоского слоя подвижным точечным источником тепла между этими параметрами существует однозначная зависимость, выраженная кривой для плоского слоя (фиг. 145). Эта переходная зависимость связывает зависимости для наплавки валика на массивное изделие (точечного источника на поверхности полубесконечного тела) и для однопроходной сварки встык листов (линейного источника в пластине).

Скорости охлаждения точек плоского слоя, расположенных на оси OX перемещения точечного источника тепла, приближаются при высоких температурах (малых $\frac{1}{\theta}$) к скоростям охлаждения точек массивного тела, и при $\frac{1}{\theta} < 0,4$ становятся практически равными этим скоростям. С понижением температуры (увеличением $\frac{1}{\theta}$) скорости охлаждения точек плоского слоя, расположенных на оси OX , приближаются к скоростям охлаждения точек пластины и при значениях $\frac{1}{\theta} > 2,5$ сравниваются с ними.

Скорости охлаждения $\omega(y)$ точек пластины, находящихся вне оси перемещения источника ($y/\delta \neq 0$), возрастают от $\omega=0$ (нулевая скорость охлаждения соответствует максимальной температуре

точки), достигают максимума и сливаются со скоростями для точек на оси перемещения источника ($y/\delta=0$). За расчетную скорость охлаждения точек зоны термического влияния мы приняли скорость охлаждения точек, расположенных на оси OX перемещения источника; этим несколько преувеличиваются расчетные значения скорости.

При точечном источнике на поверхности плоского слоя безразмерный критерий при любом значении $\frac{1}{\theta}$ равен

$$\omega = \frac{\omega q/v}{2 \cdot (I - I_0)^2} = 1, \quad (г)$$

откуда получается уравнение (45.3). Кривая фиг. 145 для линейного источника в пластине удовлетворяет выражению

$$\omega \frac{1}{\theta} = \frac{2}{\pi} = 0,62; \quad (д)$$

подставив в это выражение значения безразмерных критериев (45.5) и (45.6), получим уравнение (45.4) скорости охлаждения при однопроходной сварке листов встык.

Для расчета мгновенной скорости охлаждения при наплавке валика на лист вычисляют критерий $\frac{1}{\theta}$, затем по графику (фиг. 145) находят соответствующее ему значение критерия ω , откуда определяют мгновенную скорость охлаждения

$$\omega = \omega \frac{2 \cdot (T - T_0)^2}{q, v}. \quad (45.7)$$

Пример 2. На лист из малоуглеродистой стали $\delta = 20$ мм наплавляют валик при поточной энергии $q/v = 8000$ кал/см. Примем для малоуглеродистой стали $\lambda = 0,09$ кал/см сек $^{\circ}$ C, $c_f = 1,25$ кал/см $^{\circ}$ C. Рассчитать мгновенную скорость охлаждения при температуре $I = 100^{\circ}$; действительный подогрев отсутствует, $T = 0^{\circ}$. Толщина листа $\delta = 20$ мм (е соответствует значению, для которых скорость охлаждения рассчитывают по уравнениям (45.3) или (45.4). Поэтому рассчитаем скорость охлаждения по графику фиг. 145. Безразмерный критерий (45.6)

$$\frac{1}{\theta} = \frac{8000}{\frac{3,14}{2} \cdot 2^2 \cdot 1,25 \cdot 700} = 1,45.$$

По графику фиг. 145 находим соответствующее значение критерия

$$\omega = 0,54.$$

Скорость охлаждения определяем из выражения (45.7)

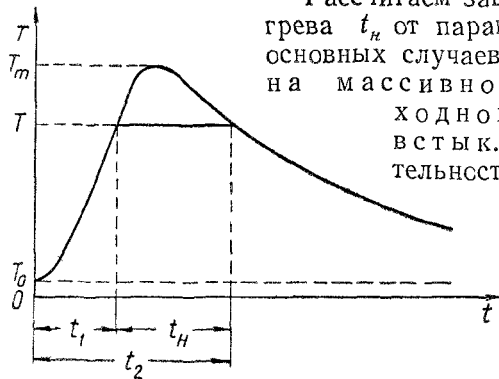
$$\omega = 0,54 \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,09 \cdot 700^2}{8000} = 19^{\circ}\text{C/сек}.$$

Допустимость расчетной скорости охлаждения зоны термического влияния для определенной марки стали оценивают сравнением этой скорости с данными валиковой пробы.

§ 46. РАСЧЕТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НАГРЕВА ВЫШЕ ДАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ПРОСТОМ ТЕРМИЧЕСКОМ ЦИКЛЕ

Длительность t_n нагрева выше данной температуры T при простом термическом цикле вычислим по уравнениям процесса распространения тепла при сварке. Термический цикл $T(t)$ данной точки харак-

теризуется начальной температурой T_0 и максимальной температурой T_m (фиг. 146). Пусть t_1 обозначает момент наступления данной температуры T при нагреве, а t_2 — момент наступления этой же температуры при охлаждении. Тогда длительность нагрева t_H выше данной температуры T будет равна разности $t_2 - t_1$.



Фиг. 146. Схема простого термического цикла.

Рассчитаем зависимость длительности нагрева t_H от параметров режима сварки для основных случаев: а) наплавки валика на массивное тело и б) однопроходной сварки листов встык. Нас интересует расчет длительности нагрева для точек околошовной зоны, близких к оси шва. Применим поэтому уравнение предельного состояния процесса распространения тепла мощных быстродвижущихся источников — точечного и линейного (§ 15). При расчете процесса в пластине будем пренебрегать теплоотдачей и полагать $b=0$.

Ввиду полной однотипности рассуждений проведем их параллельно для обоих рассматриваемых случаев.

Из уравнений (15.1) и (15.2) процесса распространения тепла

$$T - T_0 = \frac{q}{2\pi\lambda t} e^{-\frac{r^2}{4at}} \quad \left| \quad T - T_0 = \frac{q}{\sqrt{2} \cdot \frac{1}{4\pi\lambda c\gamma t}} e^{-\frac{y^2}{4at}} \quad (a)$$

и уравнений (16.4) и (16.6) распределения максимальных температур T_m в направлении, перпендикулярном оси или плоскости перемещения источника,

$$T_m - T_0 = \frac{2}{\pi e} \frac{q}{\nu c \gamma r^2} \quad \left| \quad T_m - T_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \frac{q}{\nu c \gamma \cdot 2y} \quad (б)$$

делением правых и левых частей получим уравнения

$$\frac{T - T_0}{T_m - T_0} = e^{\frac{r^2}{4at}} e^{-\frac{r^2}{4at}} \quad \left| \quad \frac{T - T_0}{T_m - T_0} = \sqrt{2e} \frac{y}{4at} e^{-\frac{y^2}{4at}}, \quad (в)$$

представленные в безразмерной форме.

Обозначим безразмерную температуру

$$\frac{T - T_0}{T_m - T_0} = \theta \quad (46.1)$$

и безразмерные времена

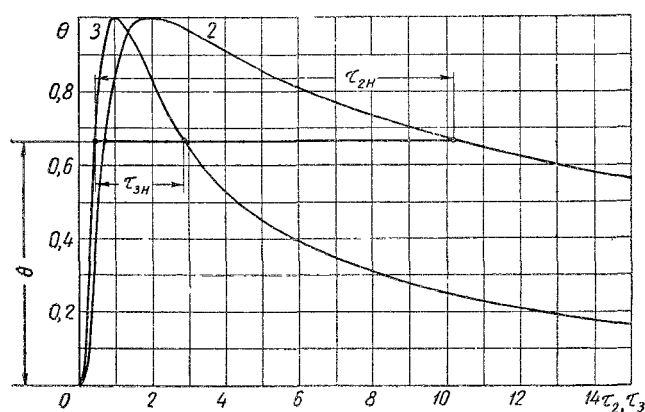
$$\frac{4at}{r^2} = \tau_3; \quad \frac{4ct}{y^2} = \tau_2; \quad (46.2)$$

здесь индекс 3 относится к пространственному, трехмерному процессу, индекс 2 — к плоскому, двухмерному.

Перепишем уравнения (в) в безразмерных критериях

$$\theta = \frac{1}{\tau_3} e^{1-\tau_3} \quad \left| \quad \theta = \sqrt{2} \frac{1}{\tau_2} e^{1/2-\tau_2} \quad (46.3)$$

Эти уравнения представляют требуемую связь между двумя безразмерными переменными — температурой и временем ее наступления, но они трансцендентны относительно искомым переменным τ_3 или τ_2 . Поэтому решения этих уравнений найдем графическим методом. Построим в прямоугольных координатах зависимости $\theta(\tau_3)$ и $\theta(\tau_2)$, выражаемые уравнениями (46.3), (фиг. 147). Эти зависи-



Фиг. 147. Безразмерные термические циклы [уравнение (46.3)] точек тела, нагреваемого мощными быстродействующими источниками: точечным (3) и линейным (2).

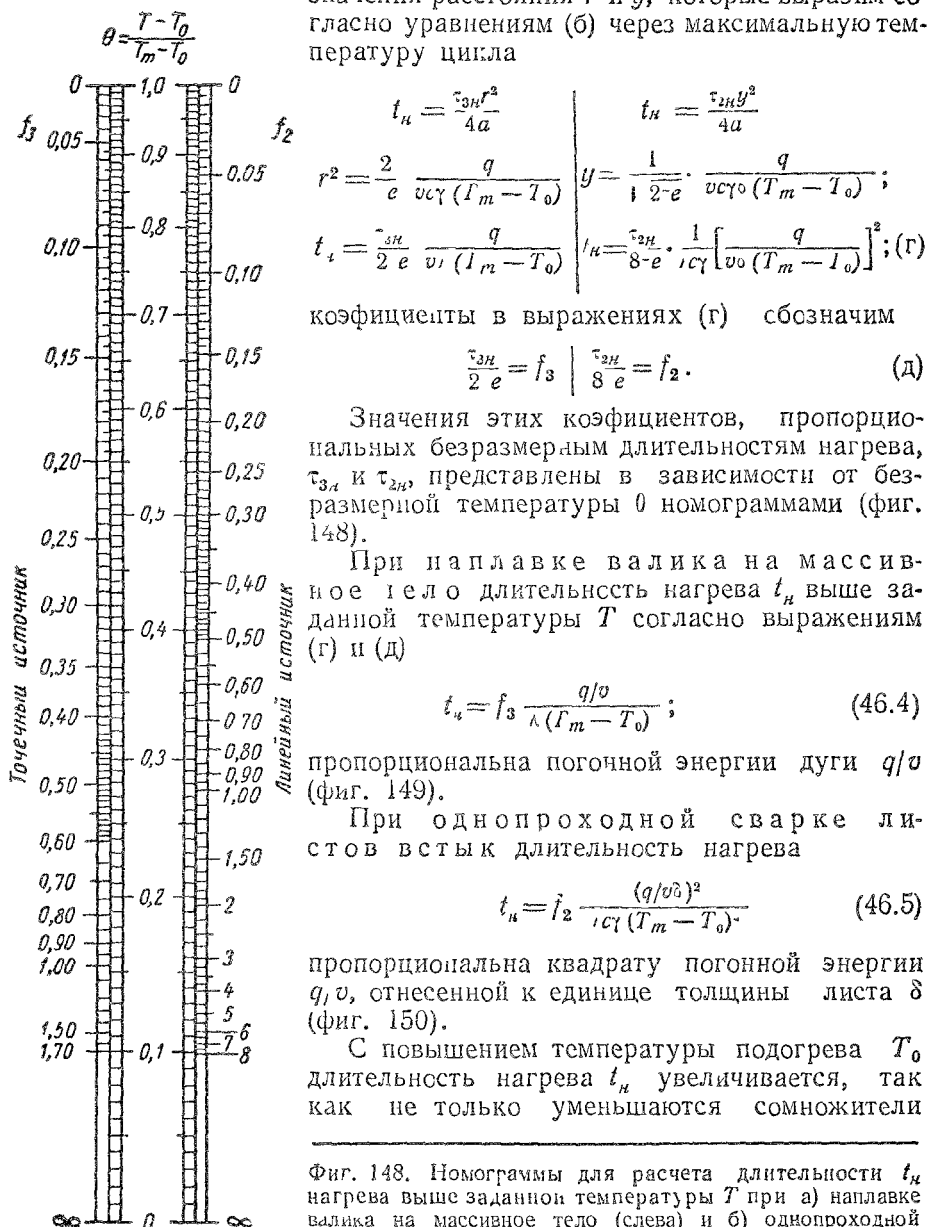
мости, выраженные в безразмерных переменных, представляют термические циклы точек тела и пластины.

В безразмерных переменных все многообразие термических циклов любых точек тела или пластины при различных параметрах режима и теплофизических свойствах металла выражается одной обобщенной кривой для тела и одной для пластины. Сложная зависимость между несколькими переменными процесса значительно упрощается и сводится к простой однозначной зависимости между двумя рационально выбранными безразмерными критериями, каждый из которых представляет в свою очередь простое сочетание нескольких переменных процесса. Заданной безразмерной температуре θ соответствуют безразмерные длительности нагрева $\tau_{3н}$ для точечного источника и $\tau_{2н}$ для линейного (фиг. 147).

Длительность нагрева при температуре T , равной максимальной температуре цикла T_m , очевидно, равна нулю. По мере понижения температуры T относительно максимальной длительность нагрева

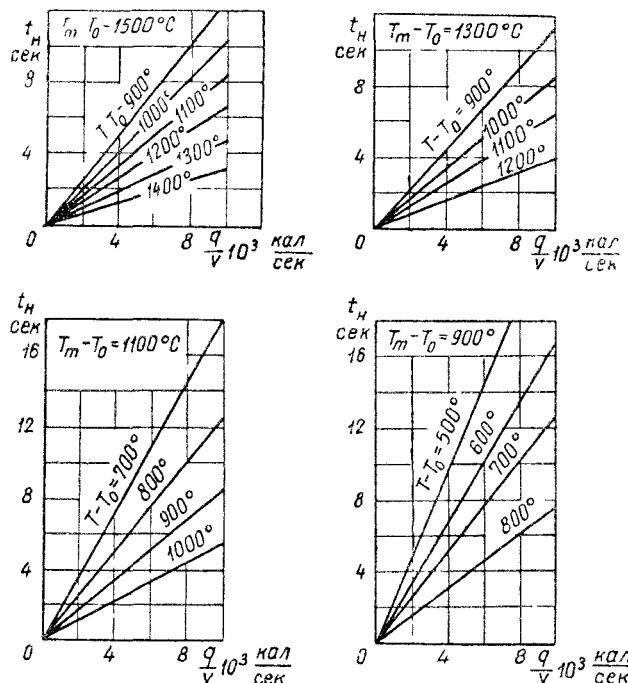
увеличивается, причем в пластине больше, чем в массивном теле (фиг. 147).

Зависимость длительности нагрева t_n от параметров режима найдем, исключая из определения (4в.2) безразмерного времени значения расстояния r и y , которые выразим согласно уравнениям (б) через максимальную температуру цикла



Фиг. 148. Номограммы для расчета длительности t_n нагрева выше заданной температуры T при а) наплавке валика на массивное тело (слева) и б) односторонней сварке листов встык (справа).

$(T_m - T_0)$ в знаменателях выражений (46.4) и (46.5), но уменьшаются и безразмерные температуры θ , являющиеся аргументами коэффициентов f_3 и f_2 . Эти коэффициенты с уменьшением аргумента θ также возрастают (фиг. 148), причем в пластине (f_2) больше, чем в теле (f_3).



Фиг 149. Длительность t_n нагрева околошовной зоны выше данной температуры T при наплавке валика на массивное тело, влияние погонной энергии q/v и начальной температуры T_0 , T_m —максимальная температура (фиг. 146)

Поэтому с повышением температуры подогрева длительность нагрева t_n околошовной зоны листа увеличивается больше длительности нагрева околошовной зоны массивного тела.

Пример. Рассчитать длительность нагрева выше $T=900^\circ$ точек околошовной зоны, лежащих у границы зоны проплавления ($T_m=1500^\circ$), для наплавки валика на массивное стальное изделие при условиях режима, указанных в примере 1 § 45: $I=300$ а, $U=30$ в; $v=7$ м/час $=0,2$ см/сек; $q=1500$ кал/сек; $q/v = \frac{1500}{0,2} = 7500$ кал/см; $\lambda=0,1$ кал/см сек $^\circ\text{C}$; $T_0=0^\circ$.

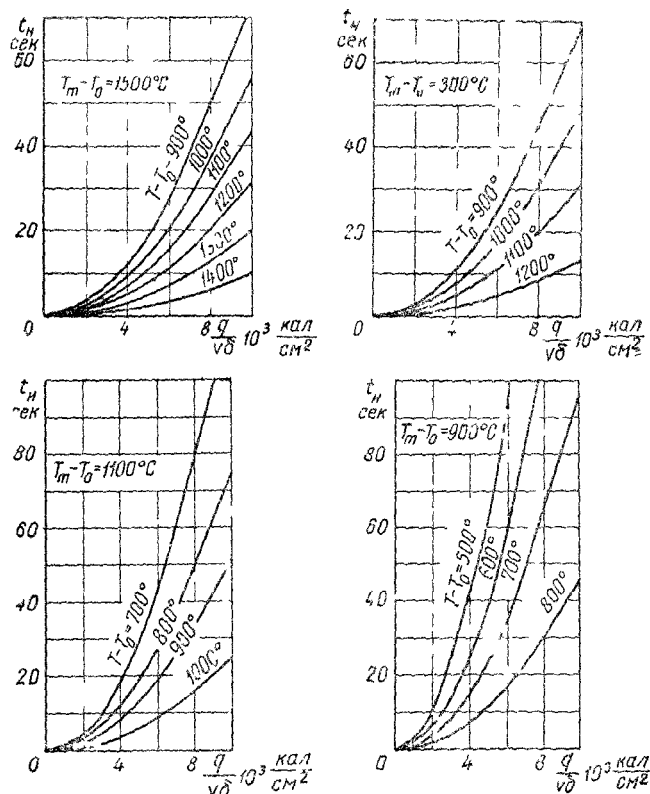
Безразмерная температура

$$\theta = \frac{900 - 0}{1500 - 0} = 0,60,$$

соответствующий ей коэффициент f_3 для наплавки валика на массивное тело по номограмме (фиг. 148): $f_3=0,174$.

Длительность нагрева выше температуры 900° рассчитаем по выражению (46.4)

$$t_H = 0,174 \cdot \frac{7500}{0,1(1500-0)} = 0,174 \cdot 50 = 8,7 \text{ сек.}$$



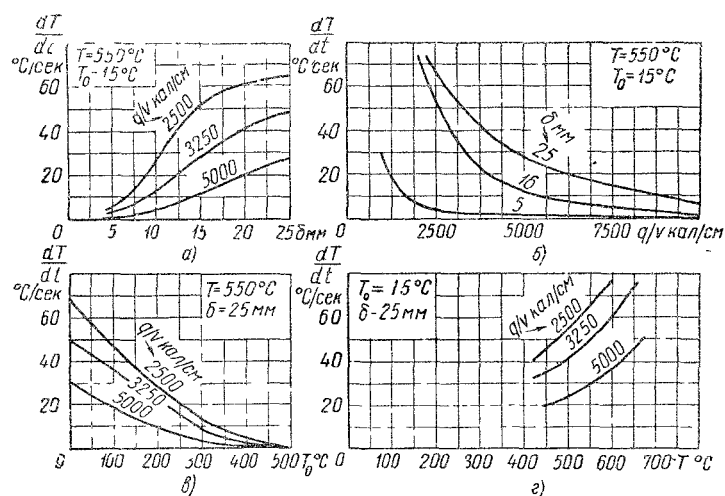
Фиг. 150. Длительность t_H нагрева околошовной зоны выше данной температуры T при сварке листов встык; влияние погонной энергии $q/v\delta$, отнесенной к единице толщины листа, и начальной температуры T_0 ; T_m —максимальная температура (фиг. 146).

47. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПРОСТОГО ТЕРМИЧЕСКОГО ЦИКЛА ПРИ НАПЛАВКЕ И ПРИ ОДНОПРОХОДНОЙ СВАРКЕ ВСТЫК

Простой термический цикл околошовной зоны при однопроходной сварке или при наплавке валика, состоящий из быстрого нагрева до максимальной температуры и последующего более медленного охлаждения (фиг. 146), зависит от погонной энергии дуги, которая в первом приближении пропорциональна площади поперечного сечения зоны наплавки или разделки шва.

С увеличением сечения шва или валика, т. е. с увеличением погонной энергии дуги, увеличивается длительность нагрева и уменьшается скорость охлаждения. Если для данной марки стали скорость ох-

лаждения слишком велика, то, увеличивая сечение валика или разделки шва, можно замедлить охлаждение и тем самым ослабить или исключить закалку. Однако при этом увеличивается длительность нагрева околошовной зоны и возникает опасность значительного роста зерна, которое в свою очередь может снизить показатели пластических свойств сварного соединения. Таким образом, регулирование простого термического цикла сварки изменением погонной энергии не всегда приводит к нужным результатам.



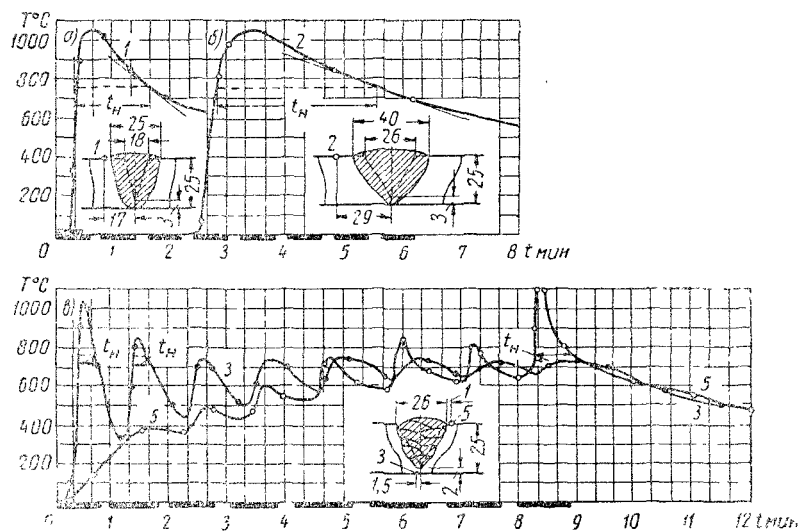
Фиг. 151. Скорость охлаждения околошовной зоны при наплавке валика на стальной лист:

а — влияние толщины листа δ ; б — влияние погонной энергии q/v
 в — влияние температуры T_0 облого подогрева;
 г — влияние мгновенной температуры T .

Наплавка валиков. При наплавке валика на массивное тело скорость охлаждения согласно выражению (45.3) обратно пропорциональна погонной энергии q/v , т. е. в первом приближении сечению зоны наплавки валика. Длительность нагрева выше данной температуры согласно выражению (46.5) прямо пропорциональна погонной энергии, т. е. в первом приближении сечению зоны наплавки.

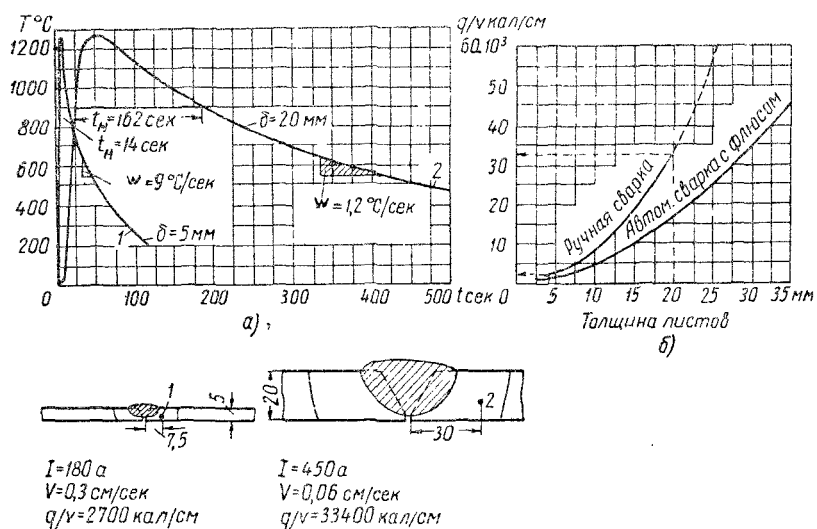
Повышение температуры подгрева изделия также снижает скорость охлаждения, но увеличивает длительность нагрева. Оба параметра режима — погонная энергия и температура подгрева — регулируют термический цикл так, что снижению скорости охлаждения соответствует увеличение длительности нагрева.

При наплавке валиков на листы, т. е. при расчете термического цикла по схеме точечного источника на поверхности плоского слоя, количественные соотношения не столь просты, как при наплавке на массивное тело. Все же с увеличением погонной энергии, т. е. сечения валика, при прочих равных условиях мгновенная скорость охлаждения уменьшается (фиг. 151, б). С повышением



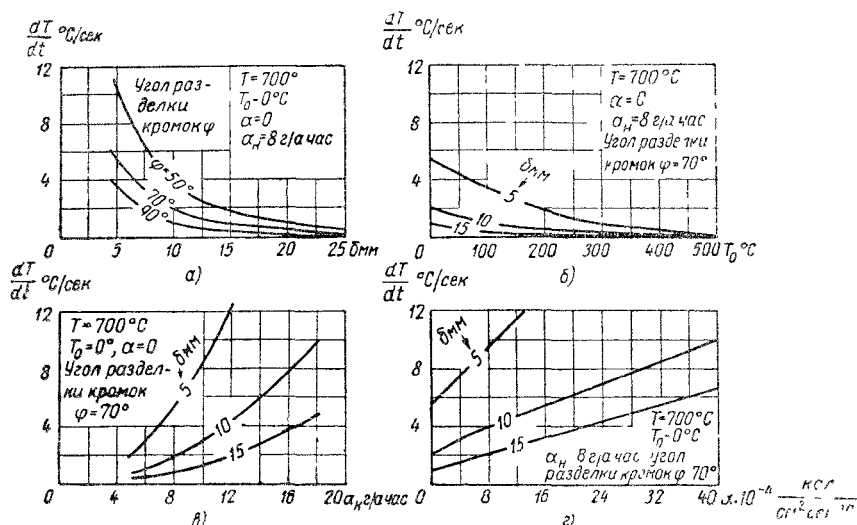
Фиг. 152. Термический цикл нагрева и охлаждения околошовной зоны:

а — при однопроводной сварке и ширине разделки 18 мм; $I = 1600$ а, $U = 37$ в, $v = 18$ м/час, $q/v = 25000$ кал/см; б — при однопроводной сварке и ширине разделки 26 мм; $I = 1600$ а, $U = 37$ в $v = 12,5$ м/час, $q/v = 36000$ кал/см; в — при многослойной сварке в 8 слоев, $I = 260$ а, $U = 25$ в $v = 9$ м/час, $q/v = 4600$ кал/см.



Фиг. 153. Термический цикл (а) и погонная энергия (б) при однопроводной сварке встык листов различной толщины.

температуры подогрева T_0 при постоянной погонной энергии скорость охлаждения также снижается (фиг. 151, в). Погонная энергия и температура подогрева являются основными параметрами для регулирования термического цикла при сварке сталей повышенной прочности. С уменьшением толщины листов δ мгновенная скорость охлаждения при заданном постоянном значении погонной энергии уменьшается (фиг. 151, а). С понижением мгновенной температуры T околошовной зоны скорость ее охлаждения также уменьшается (фиг. 151, з).



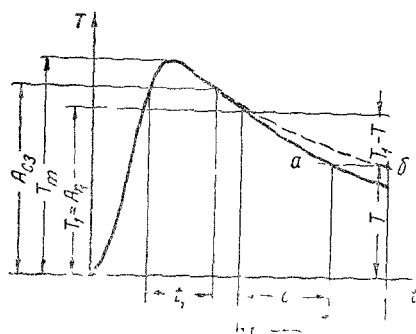
Фиг. 154. Скорость охлаждения при односторонней сварке листов встык: а — влияние толщины листов; б — влияние температуры общего подогрева; в — влияние коэффициента наплавки; г — влияние поверхностной теплоотдачи.

Сварка листов встык. При сварке листов данной толщины встык в один проход основной параметр регулирования термического цикла — погонная энергия — значительно не изменяется. Сравним термические циклы при сварке листов толщиной 25 мм с односторонним скосом кромок при различных площадях разделки шва (фиг. 152). Термический цикл околошовной зоны при ширине разделки 18 мм и погонной энергии 25000 кал/см отличается нагревом в течение 80 сек. выше 750° и скоростью охлаждения 4°С/сек. при 750°. Термический цикл сварки при ширине разделки 26 мм и погонной энергии 36 000 кал/см характеризуется большей длительностью нагрева 145 сек. выше 750°, но и более медленным охлаждением (2°С/сек. при 750°). Значительно увеличивать сечение разделки экономически и технологически невыгодно, поэтому регулирование термического цикла односторонней сварки изменением погонной энергии возможно лишь в узких пределах.

С увеличением толщины листов, свариваемых встык в один проход, увеличивается сечение шва, а тем самым и погонная энергия, которая в первом приближении пропорциональна сечению шва, т. е. при одинаковых углах разделки — квадрату толщины свариваемых

листов (фиг. 153, б). Таким образом, удельная энергия $q/v\delta$ при сварке встык в первом приближении пропорциональна толщине δ свариваемых листов. Длительность нагрева выше данной температуры пропорциональна квадрату удельной энергии [см. выражение (46.5)], и следовательно, квадрату толщины листов. Скорость охлаждения при данной температуре обратно пропорциональна квадрату $q/v\delta$ [см. выражение (45.4)], и следовательно, толщине листа. Поэтому термический цикл однопроходной сварки встык толстых листов отличается большей длительностью перегрева и меньшей скоростью охлаждения в сравнении с циклом сварки встык тонких листов (фиг. 153, а).

Уменьшению скорости охлаждения и увеличению длительности нагрева при сварке листов встык в один проход способствует увеличение толщины листов (фиг. 154, а), увеличение угла разделки кромок (фиг. 154, а), уменьшение коэффициента наплавки (фиг. 154, в), повышение температуры общего подогрева листов (фиг. 154, б) и уменьшение поверхностной теплоотдачи (фиг. 154, з).



Фиг. 155 Термический цикл нагрева и охлаждения зоны термического влияния сварки:

а — сварка открытой дугой, б — сварка под флюсом.

Влияние флюса на режим охлаждения. При сварке под флюсом тепло, затрачиваемое на расплавление флюса, сосредоточено вблизи шва. Это тепло не используется для проплавления изделия, но нагретый дугой флюс отдаст тепло металлу шва и прилегающей к нему зоне основного металла, замедляя процесс охлаждения. Флюс обладает значительно меньшей теплопроводностью, чем металл изделия, поэтому отвод тепла в металл значительно больше отвода во флюс. При одной и

той же погонной энергии покрытый слоем флюса металл охлаждается медленнее, чем при открытой дуге, так как в процессе охлаждения флюс отдает металлу накопленное им тепло (фиг. 155). Поэтому длительность t' охлаждения металла в субкритическом промежутке $T_1 - T$ при сварке под флюсом больше длительности t при сварке открытой дугой (при одинаковой q/v) (И. Д. Кулагин).

Термический цикл однопроходной сварки листов встык можно регулировать лишь в ограниченных пределах, вследствие ограниченной возможности изменять основной параметр регулирования — погонную энергию дуги. При заправке валиков, когда погонную энергию можно изменять в более широких пределах, увеличение погонной энергии при повышении температуры общего подогрева снижает скорость охлаждения, но увеличивает длительность нагрева. При однопроходной сварке можно изменить общее очертание кривой термиче-

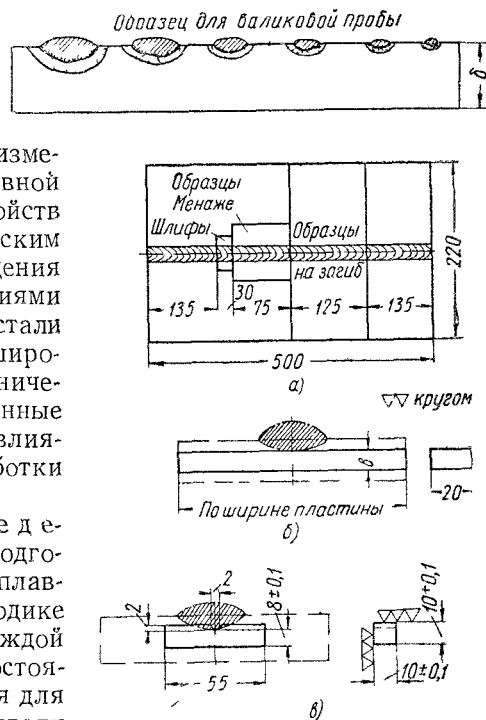
ского цикла, можно узкую и острую кривую, например *a* на фиг. 152, заменить более широкой и пологой кривой *б*, но нельзя переломить эту кривую на требуемом уровне температуры и придать ей целесообразную характеристику условного термического цикла (фиг. 143). Для того, чтобы приблизиться к такому циклу, необходимо либо применить дополнительный местный подогрев зоны термического влияния сварки, либо перейти к сложному воздействию дуги, т. е. к многослойной сварке.

Методика (валиковая проба) МВТУ.

Методика (валиковая проба) МВТУ определяет характер изменений структуры околошовной зоны и механических свойств стали, вызванных термическим циклом нагрева и охлаждения при сварке. Этими испытаниями устанавливают склонность стали к закалке и перегреву, в широком диапазоне режима, механические свойства стали, измененные процессом сварки, а также влияние последующей термообработки на улучшение этих свойств.

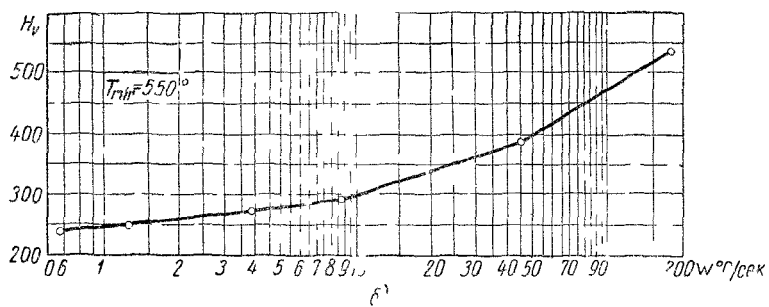
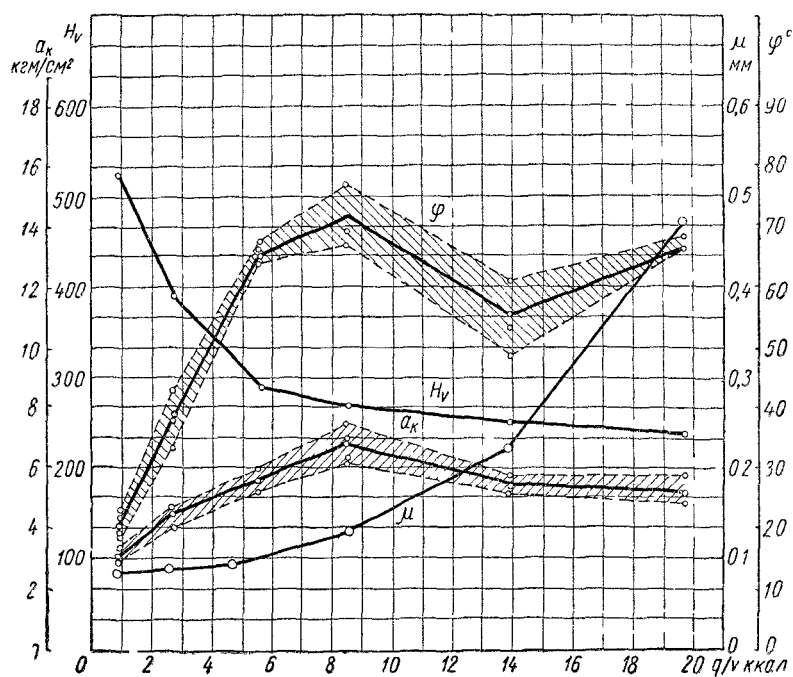
Методика проведения испытаний (подготовка пластин и процесс наплавки). Для испытаний по методике МВТУ используют сталь каждой плавки в том структурном состоянии, в каком она применяется для сварки. На лист исследуемой стали толщиной 12—18 мм наплавляют на расстоянии 200—220 мм друг от друга несколько валиков (фиг. 156, *a*) при различных значениях погонной энергии так, чтобы q/v при наплавке каждого следующего валика отличалась от предыдущего в 1,5—1,7 раза. Каждый валик следует наплавлять на холодный лист достаточно далеко (100—110 мм) от его краев. Для большего удобства лист испытуемой стали можно разрезать на отдельные пластины размером (200—220) × 500 мм (фиг. 156, *a*). Валик наплавляют вручную без поперечных колебаний электрода или на автомате (открытой дугой или дугой под флюсом) по продольной оси симметрии пластины.

Из испытуемой пластины с наплавленным валиком механическим способом вырезают образцы на статический изгиб (фиг. 156, *б*) и на удар (фиг. 156, *в*), а также образец для макро- и микроисследования,



Фиг. 156. Методика (валиковая проба) МВТУ:

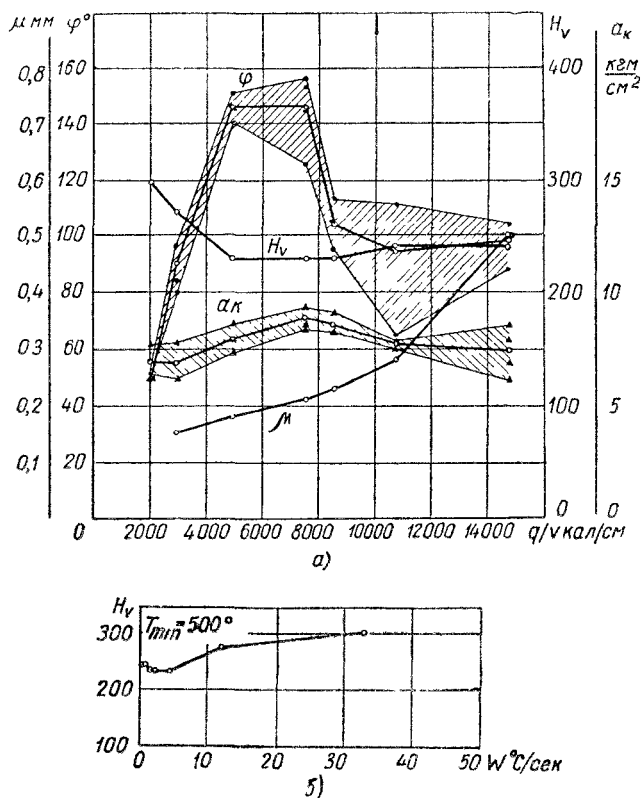
a — образец испытуемой стали для наплавки валика и его разметка при изготовлении образцов для механических испытаний и микроисследования; *б* — образец для испытаний на изгиб; *в* — образец Менаже для испытаний на удар



Фиг 157. Результаты испытаний углеродистой конструкционной стали 40 (C—0,40%, Mn—0,70%, Si—0,24%, Cr—0,03%, Ni—0,44%) по методике МВТУ (Л. А. Фридлянд)

a — изменение механических свойств стали (угла загиба φ и ударной вязкости a_k в кг/см²), твердости H_V и размеров зерна μ аустенита в околошовной зоне в зависимости от погонной энергии дуги q/v в ккал/см² при наплавке валика на лист толщиной 16 мм, b — изменение твердости H_V околошовной зоны в зависимости от скорости охлаждения при температуре наименьшей устойчивости аустенита стали 40, $T_{mh} = 550^\circ$.

Результаты испытаний сводятся в график, выражающий зависимость механических свойств стали (угол загиба φ и ударная вязкость a_k кгм/см²), а также твердости H_V и размера μ аустенитного зерна околошовной зоны от погонной энергии дуги в ккал/см (фиг. 157 и 158).



Фиг. 158. Результаты испытаний низколегированной конструкционной стали НЛ-2 (С—0,20%, Мп—0,74%, Si—0,41%, Cr—0,59%, Ni—0,54%, Си—0,40%, Мо—0,08%) по методике МВТУ (Л. А. Фридлянд)

а — изменение механических свойств стали (угла загиба φ и ударной вязкости a_k кгм/см²), твердости H_V и размеров μ зерна аустенита около шовной зоны в зависимости от погонной энергии дуги q/v ккал/см при наплавке валика на лист толщиной 12 мм б — изменение твердости H_V около шовной зоны в зависимости от скорости охлаждения при температуре наименьшей устойчивости аустенита стали НЛ-2 $T_{min} = 500^\circ$

Для каждого валика с помощью номограммы фиг. 159 рассчитывают скорость охлаждения при температуре T_{min} , соответствующей наименьшей устойчивости аустенита испытуемой стали. По этим данным строят график зависимости твердости H_V от скорости охлаждения (фиг. 157,б и 158,б).

Результаты испытаний. Механические свойства низколегированной конструкционной стали перлитного класса изменяются закономерно в зависимости от погонной энергии дуги q/v , опреде-

ляющей термический цикл околошовной зоны. В определенном для данной стали и ее толщины промежутке погонной энергии дуги показатели механических свойств стали, ударная вязкость и угол загиба достигают наибольших значений.

Для углеродистой конструкционной стали (сталь 40) промежутков значений погонной энергии дуги, в котором механические свойства стали имеют наибольшее значение, составляет 7000—10000 кал/см (фиг. 157, а).

Для низколегированной стали НЛ-2 оптимальные значения механических свойств стали имеют место при значениях погонной энергии дуги 5000—8000 кал/см (фиг. 158, а).

С уменьшением погонной энергии дуги от оптимального значения, т. е. с увеличением скорости охлаждения и с уменьшением длительности нагрева угол загиба и ударная вязкость стали в околошовной зоне снижаются, твердость околошовной зоны увеличивается, но одновременно уменьшается размер аустенитного зерна. С увеличением погонной энергии дуги от оптимального значения, т. е. с уменьшением скорости охлаждения и с увеличением длительности нагрева механические свойства стали в околошовной зоне, также снижаются, причем твердость околошовной зоны уменьшается, но значительно увеличивается размер аустенитного зерна. Для низколегированной стали НЛ-2 (фиг. 158, а) с увеличением погонной энергии от оптимальных значений наблюдается некоторое повышение твердости. Снижение механических свойств стали как с уменьшением, так и с увеличением погонной энергии дуги от оптимального для данной стали значения обусловлено в первом случае процессом закалки, а во втором случае — процессом роста аустенитного зерна.

Связь между типом структуры, твердостью и механическими свойствами стали зависит от состава стали. При одинаковой твердости пластичность и ударная вязкость низколегированной стали, как правило, выше, чем углеродистой (фиг. 157 и 158).

Пример расчета режима автоматической однослойной сварки под флюсом АН-348 втавр листов из стали НЛ-2 толщиной 20 мм без подогрева ($T_0=0$). Оптимальные механические свойства стали НЛ-2 $\varphi_{ср} = 145^\circ$, и $a_{к,ср} = 8,5 \text{ кгм/см}^2$ при наплавке на лист толщиной $\delta = 12 \text{ мм}$ имеют место при погонной энергии дуги $q/v = 7000 \text{ кал/см}$ (фиг. 157, а). При оптимальной погонной энергии $q/v = 7000 \text{ кал/см}$ твердости околошовной зоны $H_v = 230$ соответствует скорость охлаждения $\omega = 3^\circ\text{C/сек}$ при температуре наименьшей устойчивости аустенита стали НЛ-2 $T_{min} = 500^\circ$ (фиг. 157, б).

При наплавке валика на лист толщиной 20 мм скорость охлаждения $\omega = 3^\circ\text{C/сек}$ при $T_{min} - T_0 = 500^\circ$ имеет место при значении погонной энергии $q/v = 11\,000 \text{ кал/см}$ (фиг. 159), которое является оптимальным для данной толщины листа. Чтобы привести оптимальную погонную энергию при наплавке валика на лист к случаю сварки листов втавр, ее необходимо умножить на коэффициент приведения погонной энергии. Коэффициент приведения k_1 погонной энергии при сварке листов одной и той же толщины втавр равен 1,5

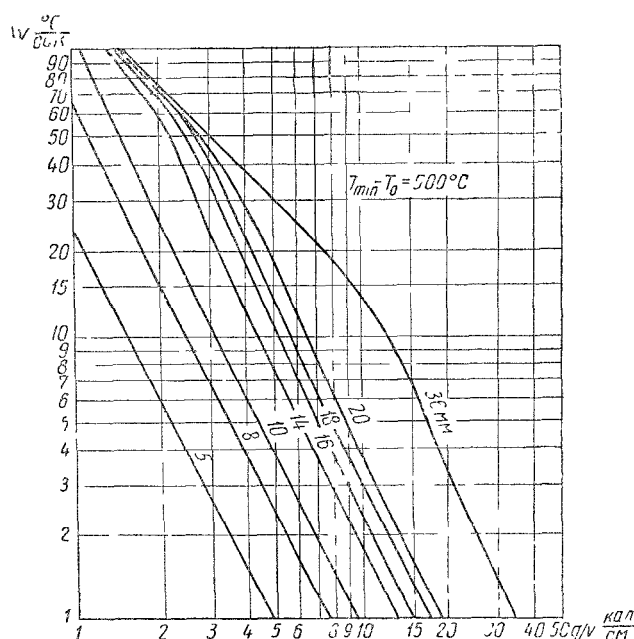
$$(q/v)_{нр} = 1,5 \cdot 11\,000 = 16\,500 \text{ кал/см}^2$$

Погонная энергия $q/v = 16\,500 \text{ кал/см}$ при сварке втавр листов толщиной 20 мм обеспечивает оптимальные механические свойства стали

Примем ток $I=1200$ а и напряжение дуги $U=40$ в. Мощность дуги под флюсом при значении эффективного к. п. д. нагрева изделия дугой $\eta_u=0,85$ составит

$$q=0,24 \cdot 0,85 \cdot 1200 \cdot 40=9800 \text{ кал/сек},$$

тогда скорость сварки $v = \frac{q}{(q/v)_{ар}} = \frac{9800}{16500} = 0,59 \text{ см/сек} = 21,2 \text{ м/час}$.



Фиг. 159. Номограмма для расчета скорости охлаждения ω в $^{\circ}\text{C}/\text{сек}$ околошовной зоны при температуре $T_{\min}-T_0=500^{\circ}$, соответствующей разности температуры T_{\min} наименьшей устойчивости аустенита испытуемой стали и начальной температуры T_0 образца при наплавке валика на лист толщиной δ мм

Если принять коэффициент наплавки $\alpha_n=12$ г/а-час то площадь наплавки

$$F_n = \frac{\alpha_n I}{3600 v} = \frac{12 \cdot 1200}{3600 \cdot 7,8 \cdot 0,59} = 0,87 \text{ см}^2 = 87 \text{ мм}^2;$$

тогда размеры h катетов шва

$$h = \sqrt{2F_n} = \sqrt{2 \cdot 87} = 13 \text{ мм}.$$

Пример поверочного расчета режима ручной сварки встык листов из стали 40 толщиной 12 мм без предварительного подогрева листов ($T_0=20^{\circ}$).

По производительности наплавки и проплавления выбран следующий режим $I=450$ а, $U=20$ в, $v=5,5$ м/час $=0,155$ см/сек, $q=1730$ кал/сек, $q/v=11500$ кал/см.

Требуется установить, обеспечивает ли выбранный режим оптимальные механические свойства стали и соответствующий им тип структуры (твердость и размер зерна) околошовной зоны. При сварке малоуглеродистой стали такая проверка не обязательна, так как термический цикл в диапазоне практически

применяемых режимов сварки незначительно влияет на изменение механических свойств малоуглеродистой стали и на тип структуры околошовной зоны. При сварке углеродистой и низколегированной стали такая проверка желательна.

Толщина листов изменяет основные параметры термического цикла — скорость охлаждения и длительность нагрева околошовной зоны, которые в значительной мере определяют характер изменения механических свойств стали и структуры околошовной зоны. Чтобы использовать данные методики МВТУ по стали 40, относящиеся к толщине листов 16 мм, для случая сварки листов толщиной 12 мм необходимо учесть влияние толщины листов на изменение термического цикла околошовной зоны.

Для выбранного режима рассчитаем скорость охлаждения околошовной зоны при температуре наименьшей устойчивости аустенита. По диаграмме изотермического распада аустенита стали 40 находим температуру его наименьшей устойчивости, равную 550° . Коэффициенты теплофизических свойств углеродистой и низколегированной стали при высоких температурах близки к коэффициентам малоуглеродистой стали. Поэтому для расчета принимаем теплофизические характеристики малоуглеродистой стали, соответствующие температуре 500° : $\lambda = 0,1$ кал/см сек $^{\circ}$ С, $c_{\gamma} = 1,25$ кал/см 3 С. Расчет скорости охлаждения по указанным значениям теплофизических коэффициентов приводит к незначительным отклонениям.

Мгновенная скорость охлаждения по уравнению (45.4) составляет

$$w = 2 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 1,25 \frac{(560 - 20)^3}{\left(\frac{1730}{0,155 \cdot 1,2}\right)^2} = 0,785 \frac{530^3}{9300} = 1,4^{\circ}\text{С/сек}$$

Скорости охлаждения, равной $1,4^{\circ}\text{С/сек}$., соответствует твердость околошовной зоны $H_v = 250$ (фиг. 157, б). В свою очередь твердости 250 соответствуют следующие показатели механических свойств стали — угол загиба $\varphi_{кр} = 56^{\circ}$ и ударная вязкость $a_{кр} = 5,4$ кгм/см 2 (фиг. 157, а).

Механические свойства стали 40, соответствующие выбранному режиму сварки, занижены по сравнению с оптимальными свойствами $\varphi_{кр} = 72^{\circ}$, $a_{кр} = 6,7$ кгм/см 2 . Для того, чтобы приблизить механические свойства стали 40 к оптимальным, необходимо изменить режим сварки в сторону уменьшения погонной энергии (т. е. уменьшить силу тока или увеличить скорость сварки). Однако погонная энергия дуги при сварке листов встык связана с принятой разделкой кромок листов. Поэтому, если позволяют условия производительности проплавления основного металла, повышение механических свойств стали может быть достигнуто за счет уменьшения площади наплавки. Практически это может быть обеспечено или уменьшением угла разделки кромок листов, или применением частичной их разделки.

§ 48. ТЕРМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ ПРИ МНОГОСЛОЙНОЙ СВАРКЕ ДЛИННЫМИ УЧАСТКАМИ

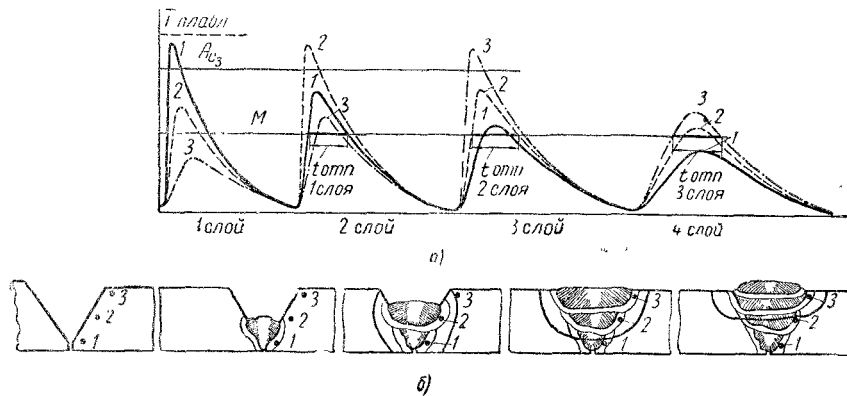
При многослойной сварке проектное сечение шва заваривают в несколько слоев, поэтому околошовная зона подвергается многократному нагреву. Необходимо различать два предельных типа теплового воздействия многослойной сварки.

1. Участок каждого слоя имеет значительную длину (до 1—1,5 м) например, при автоматической сварке. К тому времени, когда укладывают конец слоя, начало его успевает почти полностью охладиться. Следующий слой укладывают на охладившийся металл, поэтому его термический цикл не зависит от укладки предыдущих слоев.

2. Длина участка, укладываемого за один проход, невелика (50—400 мм). Каждый последующий слой укладывают на неуспевший охладиться предыдущий слой. При многослойной сварке короткими участками тепловые воздействия каждого слоя накладываются друг

на друга. При этом сложный термический цикл околошовной зоны складывается из тепловых воздействий отдельных слоев. Термический цикл многослойной сварки, в основном, определяется длиной участка слоя. Чем длиннее участок, тем меньше сказывается влияние тепла ранее уложенных слоев.

Структурные изменения при сварке длинными участками. При многослойной сварке длинными участками околошовная зона углеродистой или низколегированной конструкционной стали может подвергаться закалке с последующим отпускком. Образовавшаяся при заварке предыдущего слоя закаленная околошовная зона может при укладке последующего слоя нагреваться до температуры, не превышающей A_{C_1} (фиг. 160). При этом происходит отпуск зака-



Фиг. 160. Термический цикл (а) и схема структурных изменений (б) при многослойной сварке длинными участками.

ленной зоны с образованием троостита и сорбита. Таким образом, тепловое воздействие последующих слоев улучшает структуру околошовной зоны основного металла, а также и ранее уложенных слоев наплавленного металла.

При многослойной сварке длинными участками некоторых сортов стали, например, содержащих более 0,5%С или значительное количество легирующих элементов, в особенности Мо и Сг, в резко закаленной околошовной зоне первого слоя возможно образование трещин до наложения последующих слоев.

В основу расчета режима многослойной сварки длинными участками положена скорость охлаждения околошовной зоны ω в верхнем субкритическом промежутке температур (от T_{Ar_1} до T_{min}). Если в этом промежутке околошовная зона охлаждается медленно или если действительная скорость охлаждения ω околошовной зоны меньше скорости ω_3 (фиг. 142) для стали данной марки, то аустенит распадается с образованием феррито-перлитных структур, тем более дисперсных, чем выше скорость охлаждения. Скорость охлаждения находят по валиковой пробе, исходя из требуемой структуры или твердости околошовной зоны. Далее подбирают такие параметры

режима сварки, которые обеспечивают заданную скорость охлаждения.

При многослойной сварке длинными участками расчетным является первый слой. Если режим заварки первого слоя обеспечивает скорость охлаждения, близкую к заданной, то длина участка и длительность перерыва между слоями не регламентируются.

При весьма длинных участках и длительных перерывах между заваркой слоев металл может полностью охладиться. Тогда последний слой может вызвать более быстрое охлаждение; поэтому нужно проверять также и скорость охлаждения для режима заварки последнего слоя.

Расчет скорости охлаждения 1-го слоя. Скорость охлаждения околошовной зоны 1-го слоя рассчитывают по схеме быстро движущегося точечного источника в плоском слое с коэффициентами приведения, учитывающими тип соединения (стык, тавр, нахлестка, крест).

Процесс охлаждения при заварке первого слоя этих соединений можно привести к процессу охлаждения при наплавке валика на лист (фиг. 161а).

Зависимость мгновенной скорости охлаждения ω от мгновенной температуры T представлена графиком фиг. 145, усганавливающим связь между безразмерными критериями процесса ω и $\frac{1}{\theta}$ (45.5) и (45.6).

а) **Стыковое соединение.** Первый слой, укладываемый в вершину односторонней или двухсторонней разделки стыкового соединения, заполняет часть высоты стыка. Высота первого слоя при данном очертании разделки определяется в основном погонной энергией дуги q/v (электрическими параметрами дуги и скоростью сварки). Обычно высота первого слоя не превышает половины толщины листов (фиг. 161, е).

В расчетной схеме точечного источника на поверхности плоского слоя (фиг. 161, ж) телесный угол распространения тепла составляет 180° , а в расчетной схеме 1-го слоя $180^\circ - \alpha$, где α — угол разделки кромок листов (фиг. 161, е). Для того, чтобы тепловой поток в расчетной схеме соответствовал действительному тепловому потоку при укладке 1-го слоя, необходимо в расчетную схему ввести поправочный коэффициент k_1 приведения погонной энергии, учитывающий разделку шва

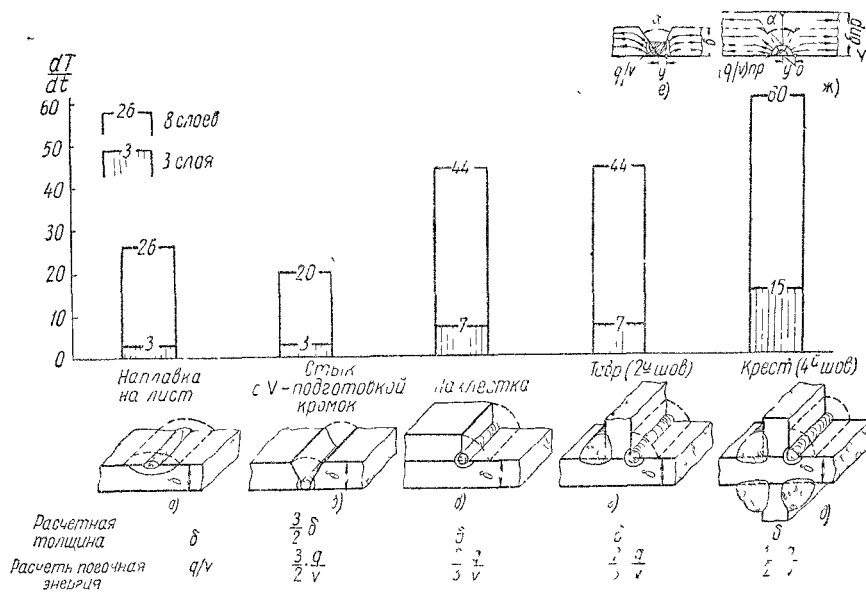
$$k_1 = \frac{180}{180 - \alpha} \quad (48.1)$$

Для угла разделки $\alpha = 60^\circ$ $k_1 = 3/2$.

Введение поправочного коэффициента для погонной энергии приближает расчетную схему к действительной в области, непосредственно расположенной вблизи источника, но искажает тепловой поток в области, расположенной между краями пластины, сгущая его в k_1 раз. Чтобы и здесь приблизить расчетную схему к действительной картине, необходимо увеличить расчетную толщину пластины

δ_{np} в k_1 раз (фиг. 161, ж), т. е. при $\alpha = 60^\circ$ принимать $\delta_{np} = \frac{3}{2} \delta$ (фиг. 161, б).

Введение коэффициента 3/2 для погонной энергии основано на том, что при условном переходе к наплавке валика телесный угол 120° увеличивают до 180° , т. е. в полтора раза. Увеличивая в 3/2 раза расчетную толщину, учитывают то обстоятельство, что разделка меняет условия распространения тепла в металле по отношению к условиям наплавки на пластину конечной толщины. Эти формулы



Фиг. 161. Расчетные значения толщины и погонной энергии для определения скорости охлаждения первого слоя многослойного шва:

а — наплавка на лист; б — соединение стык с односторонним скосом кромок; в — соединение внахлестку; г — тавровое соединение; д — крестовое соединение; е и ж — схема приведения процесса распространения тепла при заварке 1-го слоя стыкового шва с углом разделки α к процессу распространения тепла при наплавке валика на лист толщиной δ .

Скорости охлаждения $\frac{dT}{dt}$ °С/сек. рассчитаны для $T = 600^\circ$ при заварке шва листов толщиной

25 мм без подогрева ($T_0 = 0$) в 8 слоев ($\frac{q}{v} = 7100$ кал/сек., верхние цифры) и в 3 слоя

$$\left(\frac{q}{v} = 18700 \text{ кал/сек. нижние цифры}\right).$$

приведения дают хорошие результаты для $h_1 < 0,15\delta$, где h_1 высота первого слоя (фиг. 161, е).

б) Тавровое и нахлесточное соединение. Для расчета выбираем горизонтальную (нижнюю) полку, т. е. схему плоского слоя толщиной δ , по поверхности которого перемещается точечный источник. В этих соединениях тепловой поток разбивается на три ветви — одну по вертикальной (верхней) и две по горизонтальной (нижней) полке (фиг. 161, в и г). Если толщина полок одинакова, то доля тепла q/v , приходящаяся на расчетную нижнюю полку, будет составлять $\frac{2}{3}$, т. е. коэффициент приведения погонной

энергии для таврового и нахлесточного соединения $k_1=2/3$. При выбранной схеме расчетная толщина листа принимается равной истинной величине δ , т. е. $k_2=1$.

в) Крестовое соединение. Тепловой поток в этом случае разбивается на четыре ветви — две по вертикальной и две по горизонтальной полке соединения (фиг. 161, д). Если для расчета принять ту же схему, что для стыка и тавра, то доля погонной энергии, приходящейся на расчетную горизонтальную полку при заварке 4-го шва по ранее полностью проваренным вертикальным полкам, составляет половину полной погонной энергии, т. е. коэффициент приведения $k_1=1/2$. Коэффициент приведения толщины равен $k_2=1$.

Схема расчета скорости охлаждения 1-го слоя для данного режима сварки сводится к следующему:

1) определяем погонную энергию q/v ;
 2) находим приведенные значения погонной энергии $(q/v)_{np} = k_1(q/v)$ и толщины пластины $\delta_{np} = k_2\delta$,

3) вычисляем по выражению (45.6) критерий $\frac{1}{\theta}$, учитывая начальную температуру изделия T_0 ;

4) по рассчитанному $\frac{1}{\theta}$, пользуясь графиком фиг. 145 по кривой для плоского слоя, находим критерий ω ;

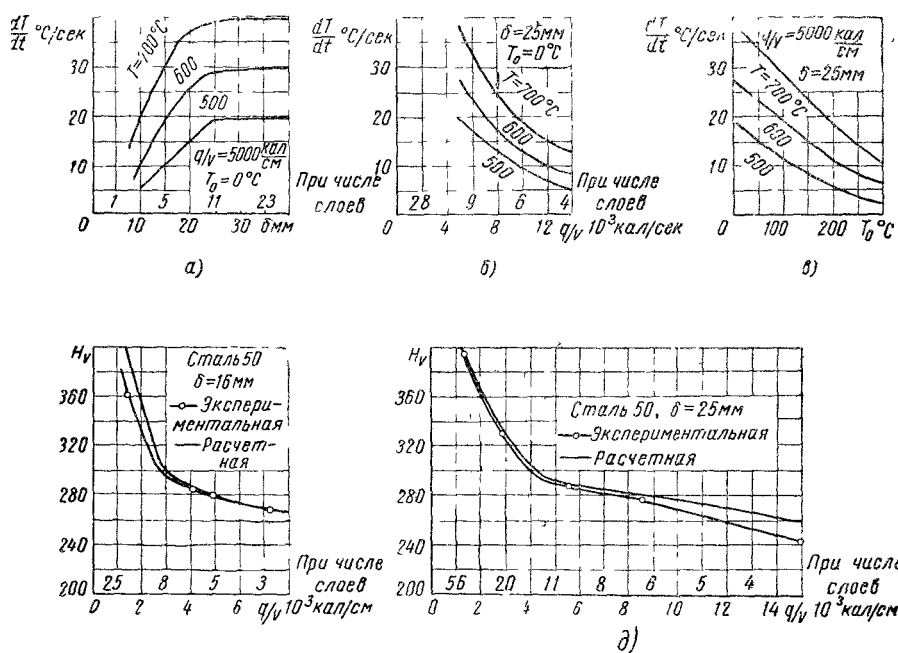
5) из уравнения (45.7) определяем скорость охлаждения для данного режима сварки

Принятые расчетные предположения иллюстрируются следующим сопоставлением скоростей охлаждения для различных типов соединения (фиг. 161). При данном сечении 1-го слоя ($q/v = \text{const}$) наименьшей скоростью охлаждения характеризуются стык с V-образным скосом кромок, несколько большей скоростью — наплавка валика на лист, далее идут соединения тавровое и внахлестку и наибольшей скоростью характеризуется 3-й и 4-й швы крестового соединения.

Влияние параметров режима. Скорость охлаждения околошовной зоны 1-го слоя определяют те же параметры режима, что и при однопроводной сварке: погонная энергия q/v и температура подогрева изделия T_0 , а также толщина листов δ . При сварке плавящимся электродом погонная энергия пропорциональна в первом приближении площади поперечного сечения слоя; чем больше число слоев при данном сечении шва, тем меньше q/v . С увеличением сечения слоя, т. е. с увеличением погонной энергии или с уменьшением числа слоев, мгновенная скорость охлаждения первого слоя уменьшается (фиг. 162, б) и тем самым понижается вероятность закалки. Однопроводная сварка является предельным случаем, к которому стремится многослойная сварка по мере уменьшения числа слоев.

С увеличением температуры предварительного подогрева скорость охлаждения значительно уменьшается (фиг. 162, в). Скорость охлаждения 1-го слоя (при постоянном сечении слоя) увеличивается с увеличением толщины свариваемых листов до некоторого предела (фиг. 162, а).

Твердость околошовной зоны уменьшается с увеличением погонной энергии, т. е. поперечного сечения слоя. Для уменьшения подкалки околошовной зоны сечение 1-го слоя следует выбирать не слишком малым. Кривая зависимости твердости околошовной зоны от погонной энергии дуги q/v или от числа слоев (фиг. 162, г и д) состоит из двух участков, соответствующих участкам кривой зависимости



Фиг. 162. Скорость охлаждения околошовной зоны 1-го слоя многослойного стыкового шва:

а — влияние толщины листов; б — влияние погонной энергии (сечения слоя); в — влияние температуры подогрева; г и д — твердость околошовной зоны 1-го слоя многослойного шва.

твердости стали от скорости охлаждения: крутой участок соответствует полной или частичной закалке, пологий — нормализованной структуре.

Пример 1. Ручная сварка листов встык толщиной 20 мм из стали 50. Рекомендуемое число слоев для данной толщины $n = 5 \div 6$. Выбираем 6 слоев. Общая площадь наплавки (фиг. 163, а) составит 254 мм². Площадь наплавки одного слоя: $F_{n1} = \frac{254}{6} \approx 42 \text{ мм}^2$ (высота 1-го слоя $h = 8,5 \text{ мм}$). Примем ток $I = 250 \text{ а}$, электрод диаметром 5 мм, коэффициент наплавки $\alpha_n = 8 \text{ г/а-час}$, напряжение дуги $U = 25 \text{ в}$, $\eta_n = 0,75$, тогда скорость сварки

$$v = \frac{\alpha_n I}{3600 \gamma F_{n1}} = \frac{8 \cdot 250}{3600 \cdot 7,8 \cdot 0,42} = 0,168 \text{ см/сек} \approx 6 \text{ м/час.}$$

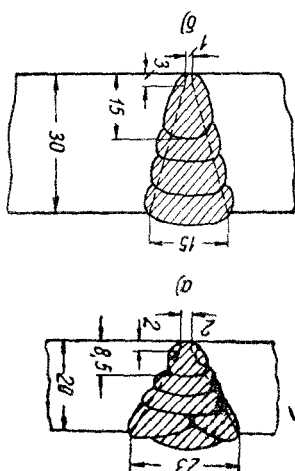
Тепловая мощность дуги

$$q = 0,24 \cdot 0,75 \cdot 25 \cdot 250 = 1120 \text{ кал/сек.}$$

Погонная энергия дуги

$$q/v = \frac{1120}{0,168} = 6700 \text{ кал/см.}$$

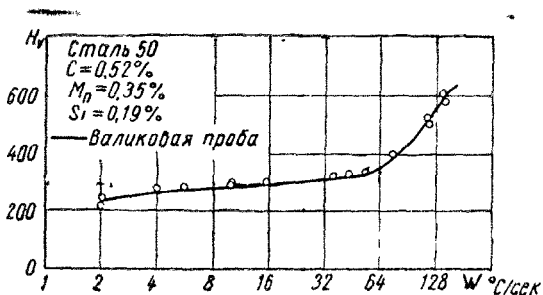
Находим скорость охлаждения околошовной зоны 1-го слоя. Приведенные значения погонной энергии и толщины для 1-го слоя стыкового шва листов с односторонней разделкой, $\alpha = 60^\circ$, (см. § 48, п а) $(q/v)_{пр} = 3/2 \cdot 6700 = 10500 \text{ кал/см}$, $\delta_{пр} = 3/2 \cdot 2 = 3 \text{ см}$



Фиг. 163. Сечение многослойных швов к примерам 1 и 2.

Температура наименьшей устойчивости аустенита для среднеуглеродистой стали 50 $T_{min} = 550$, начальная температура металла изделия $T_0 = 20^\circ$, $c \gamma = 1,3 \text{ кал/см}^3 \text{C}$, $k = 0,095 \text{ кал/см сек}^\circ \text{C}$. По уравнению (45 6) находим

$$\frac{1}{\omega} = \frac{2 \cdot 10500}{3,14 \cdot 1,3 \cdot 3^2 (550 - 20)} = 1,07$$



Фиг. 164. Результаты испытаний стали 50 по методике МВТУ (валиковая проба), зависимость твердости от скорости охлаждения

По графику фиг. 145 находим, что $\omega = 0,76$, откуда по уравнению (45 7) найдем скорость охлаждения

$$\omega = 0,76 \cdot \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,095 \cdot (550 - 20)^2}{10500} = 16^\circ \text{C/сек}$$

По графику валиковой пробы для стали 50 (фиг. 164) находим, что при скорости охлаждения 16°C/сек твердость околошовной зоны $280 H_V$, которая соответствует пластичная структура троостита. После укладки последующих слоев твердость околошовной зоны 1-го слоя несколько понизится.

Пример 2. Автоматическая сварка встык листов толщиной 30 мм из стали НЛ-2. Сталь НЛ-2 обладает склонностью к росту зерна вследствие перегрева, поэтому предельной толщиной, свариваемой в один проход, является 12 мм. Выбираем режим многослойной сварки, исключающий рост зерна. Пусть общую площадь наплавки, равную 240 мм^2 , заваривают в четыре слоя, тогда площадь наплавки 1-го слоя (фиг. 163, б) $F_{н1} = 60 \text{ мм}^2$.

Принимаем ток $I = 1250 \text{ а}$ и коэффициент наплавки 12 г/а-час , тогда скорость сварки

$$v = \frac{12 \cdot 1250}{3600 \cdot 7,8 \cdot 0,6} = 0,89 \text{ см/сек} = 32 \text{ м/час.}$$

Эффективная тепловая мощность дуги при значении $\tau_{из} = 0,85$, $U = 34$ в:

$$q = 0,24 \cdot 0,85 \cdot 34 \cdot 1250 = 8700 \text{ кал/сек.}$$

Погонная энергия дуги $q/v = \frac{8700}{0,89} = 9800 \text{ кал/см.}$ Находим скорость охлаждения 1-го слоя. Коэффициенты приведения q/v и δ при угле разделки $\alpha = 30^\circ$

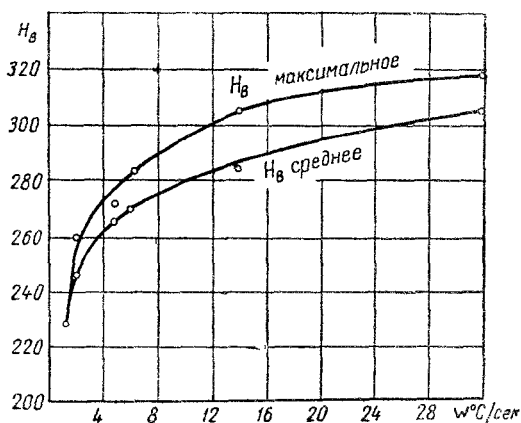
$$k_1 = k_2 = \frac{180}{180 - 30} = 1,2.$$

Тогда $(q/v)_{пр} = 1,2 \cdot 9800 = 11800 \text{ кал/см.}$, $\delta_{пр} = 1,2 \cdot 3 = 3,6 \text{ см.}$ Температура наименьшей устойчивости аустенита для стали НЛ-2 $T_{min} = 520^\circ$. При $T_0 = 20^\circ$ безразмерный критерий

$$\frac{1}{\theta} = \frac{2 \cdot 11800}{3,14 \cdot 3,6^2 \cdot 1,3 (520 - 20)} = 0,89;$$

по графику фиг. 145 $\omega = 0,88$. Тогда скорость охлаждения по выражению (45.7)

$$\omega = \frac{0,88 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 0,095 (520 - 20)^2}{11800} = 11,1^\circ\text{C/сек.}$$



Фиг. 165. Зависимость твердости от скорости охлаждения для стали НЛ-2.

По графику валиковой пробы (фиг. 165) этой скорости охлаждения соответствует среднее значение твердости $H_V = 280$ (твердость основного металла $200 H_V$).

Скорость охлаждения последнего слоя рассчитываем по схеме наплавки валика на лист. Коэффициенты приведения q/v и δ равны единице, т. е. за расчетные значения q/v и δ принимаются их истинные значения (фиг. 161,а).

$$\frac{1}{\theta} = \frac{2 \cdot 9800}{3,14 \cdot 3^2 \cdot 1,3 (520 - 20)} = 1,07, \quad \omega = 0,76,$$

$$\omega = 0,76 \cdot \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,095 (520 - 20)^2}{9800} = 11,5^\circ\text{C/сек.},$$

чему соответствует твердость $H_V = 280$. Скорость охлаждения и твердость околошовной зоны последнего слоя близки к скорости охлаждения и твердости околошовной зоны первого слоя.

§ 49. ТЕРМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ ПРИ МНОГОСЛОЙНОЙ СВАРКЕ КОРОТКИМИ УЧАСТКАМИ

Термические циклы в различных точках зоны влияния при многослойной сварке короткими участками неодинаковы. Температура точек, расположенных в околошовной зоне 1-го слоя (фиг. 152,в, кривая 3), при укладке 1-го слоя быстро возрастает

выше A_{c_3} , затем быстро падает (значительно быстрее, чем при однопроходной сварке листов данной толщины). Особенность температурного режима многослойной сварки короткими участками состоит в том, что тепло 2-го слоя не дает металлу околошовной зоны 1-го слоя охладиться ниже определенной температуры. Тепло 2-го слоя вновь повышает температуру околошовной зоны 1-го слоя (при очень коротких участках может снова произойти перекристаллизация).

После заварки 2-го слоя околошовная зона, испытывающая совместное воздействие тепла обоих слоев, охлаждается медленнее, чем после заварки 1-го. Температурные воздействия по мере укладки слоев многослойного шва ослабевают: максимальные температуры околошовной зоны 1-го слоя при заварке последующих слоев понижаются, а минимальные повышаются (фиг. 152, в). Процесс стремится к установившемуся состоянию, при котором околошовная зона 1-го слоя поддерживается при мало изменяющейся температуре. После окончания сварки околошовная зона всего шва медленно охлаждается, так как за время укладки всех слоев в шов было введено много тепла.

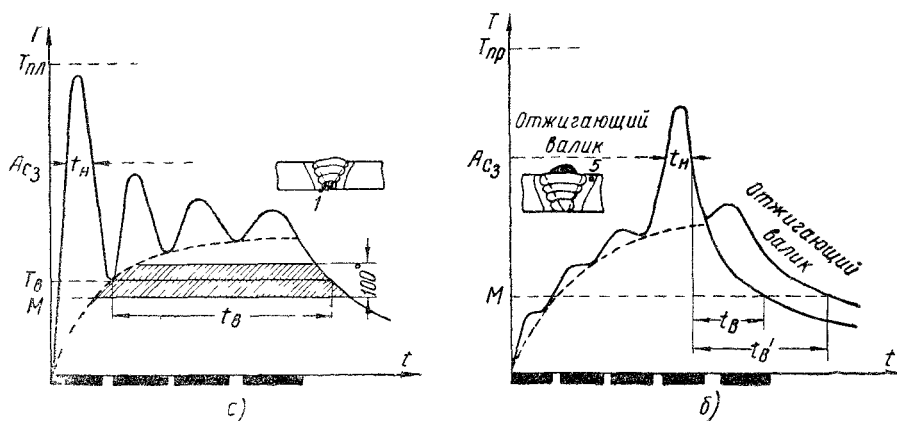
Термический цикл околошовной зоны 1-го слоя при многослойной сварке короткими участками может быть представлен схематически быстрым нагревом, быстрым охлаждением до определенной температуры T_v и последующей выдержкой в течение сравнительно длительного времени (нескольких минут) выше этой температуры (фиг. 166, а).

Воздействие такого термического цикла на структуру околошовной зоны углеродистой или низколегированной конструкционной стали обладает рядом особенностей. Длительность t_n нагрева выше A_{c_3} невелика, поэтому нельзя ожидать значительного роста аустенитного зерна. Скорость охлаждения велика, поэтому, если околошовная зона 1-го слоя переохладится ниже температуры мартенситной точки M , возможна местная закалка. Режим сварки короткими участками можно подобрать так, чтобы околошовная зона не охлаждалась ниже температуры T_M начала мартенситного превращения (для большинства марок стали перлитного класса эта температура колеблется в пределах 200—350°).

Переохлажденный аустенит, выдерживаемый в нижнем субкритическом промежутке температур (от T_{min} до T_M) в течение определенного времени (зависящего от марки и даже от плавки стали), распадается, образуя игольчатый троостит, обладающий сравнительно высокой пластичностью при высокой прочности и твердости (изотермическая закалка). Металл зоны термического влияния при многослойной сварке короткими участками может подвергаться термическому циклу, соответствующему изотермической закалке, при однопроходной же сварке такой температурный режим не достигается.

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 (фиг. 166,б или фиг. 152,в, кривая 5) при укладке первых слоев медленно возрастает. По мере укладки последующих слоев температура околошовной зоны последнего слоя постепенно повышается. Последний слой укладывают на металл, подогретый теплом предыдущих слоев. Температура его околошовной зоны возрастает выше точки A_{c3} и затем падает, со скоростью, значительно



Фиг. 166. Термический цикл околошовной зоны при многослойной сварке короткими участками
 а — первого слоя — точка 1 б — последнего слоя — точка 5.

меньшей скорости охлаждения 1-го слоя. После окончания сварки температура по всему сечению шва выравнивается, и околошовные зоны всех слоев охлаждаются одинаково (фиг. 152, в, кривые 3 и 5, при $t > 9$ мин.).

Длительность t_n нагрева околошовной зоны последнего слоя выше температуры A_{c3} больше, чем для зоны 1-го слоя. Поэтому рост зерна в стали, чувствительной к перегреву, более вероятен в околошовной зоне последнего слоя. Термический цикл зоны последнего слоя близок к термическому циклу при наплавке валика на подогретый металл. Длительность пребывания околошовной зоны последнего слоя при температурах выше точки M значительна вследствие медленного совместного охлаждения всего многослойного шва, обусловленного большим количеством тепла, введенного в изделие при заварке всех слоев.

После заварки последнего слоя в шов более не поступает тепло, которое могло бы замедлить охлаждение околошовной зоны или продлить пребывание переохлажденного аустенита при температурах выше точки M . Охлаждение зоны несколько замедляется укладкой на поверхность шва так называемого отжигающего валика, который лишь незначительно увеличивает длительность пребывания околошовной зоны в аустенитной фазе — $t'_в$ вместо $t_в$ (фиг. 166,б).

Режим многослойной сварки более гибок, чем однопроходной, так как он имеет два параметра регулирования — погонную энергию (сечение слоя) и длину участка. Однопроходная сварка проще и экономичнее и ее применяют, когда это позволяет характер реакции свариваемой стали на термический цикл нагрева и охлаждения.

При многослойной сварке короткими участками можно выделить два основных расчетных параметра, определяющих влияние термического цикла на структуру шва (фиг. 166, а):

- а) температуру охлаждения T_0 1-го слоя;
- б) длительность t_0 нагрева околошовной зоны выше температуры T_0 .

Если скорость охлаждения 1-го слоя велика и аустенит не успевает распасться в верхнем субкритическом промежутке, следует определить наименьшую температуру T_0 охлаждения околошовной зоны после укладки 1-го слоя. Если эта температура ниже температуры точки M , произойдет мартенситное превращение. Если же $T_0 > T_M$, необходимо рассчитать общую длительность t_0 нагрева околошовной зоны выше температуры, превышающей на $50—100^\circ$ температуру точки M , и сравнить ее с длительностью изотермического распада аустенита данной марки стали при той же температуре. Иногда температуру охлаждения 1-го слоя выбирают несколько выше температуры T_x вероятного образования холодных трещин ($60—200^\circ$) в конструкционной стали. Термический цикл регулируют выбором параметров режима: погонной энергии (количества слоев), длины участка или температуры подогрева.

§ 50. ТЕМПЕРАТУРА ОХЛАЖДЕНИЯ ПЕРВОГО СЛОЯ

Температурой охлаждения T_0 1-го слоя называем температуру, до которой успевает охладиться околошовная зона 1-го слоя к моменту наложения тепловой волны 2-го слоя (фиг. 166, а).

Расчетная схема. Температуру T_0 рассчитаем по схеме быстро движущегося линейного источника, распределенного равномерно по толщине пластины, для точек, которые расположены в плоскости перемещения источника. Процесс распространения тепла быстро движущегося линейного источника в пластине без теплоотдачи для точек плоскости перемещения источника описывается уравнением (15.2) или (45.1).

$$T - T_0 = \frac{q}{v\delta\sqrt{4\pi\lambda c\gamma t}}; \quad (50.1)$$

здесь T — температура в $^\circ\text{C}$ точек, расположенных в плоскости перемещения источника; T_0 — начальная температура пластины; q — эффективная тепловая мощность дуги в кал/сек ; v — скорость перемещения дуги (скорость сварки) в см/сек ; δ — толщина пластины в см ; λ — коэффициент теплопроводности металла пластины в $\text{кал/см сек}^\circ\text{C}$; $c\gamma$ — его объемная теплоемкость в $\text{кал/см}^3\text{C}$; t — время в сек., прошедшее с момента прохождения дуги через сечение рассматриваемых точек.

Расчетная схема не учитывает двух обстоятельств, искажающих процесс распространения тепла при укладке 1-го слоя. Во-первых, тепло дуги распределено неравномерно по толщине свариваемых листов, так как 1-й слой заполняет только часть разделки листов (при соединении встык) или укладывается на поверхность листов (при тавровом, нахлесточном и крестовом соединениях). Во-вторых, околошовная зона расположена на некотором расстоянии от оси перемещения источника.

Однако расчет температуры охлаждения 1-го слоя по принятой схеме оправдывается следующими соображениями. Для большинства марок низколегированной конструкционной стали температура T_M мартенситного превращения лежит в пределах 200—350°. Когда околошовная зона 1-го слоя охладится до 200—300°, температура по сечению шва успевает выравняться настолько, что разность температур, как показывают опыты, не превышает 50—80°. На процессе охлаждения околошовной зоны 1-го слоя при этих температурах уже не сказываются ни характер распределения источника тепла, ни смещение точек околошовной зоны относительно оси стыка. Для практически применяемых режимов многослойной сварки зависимость температуры в процессе охлаждения от времени практически одинакова для точечного источника, расположенного на одной из поверхностей плоского слоя и для линейного источника, равномерно распределенного по толщине пластины, а также и для точек, различно удаленных от оси перемещения источника.

Расчет длины завариваемого участка. Длительность охлаждения t_c точек, расположенных в плоскости перемещения источника, согласно уравнению (50.1)

$$t_c = \frac{q^2}{4\pi\lambda c\gamma\delta^2 v^2 (T - T_0)^2} \quad (50.2)$$

слагается из времени горения дуги t_2 и длительности перерывов t_n , между укладками отдельных слоев, т. е. $t_c = t_2 + t_n$.

Длина завариваемого участка

$$l = t_c v = k_2 t_c v, \quad (50.3)$$

где v — скорость сварки, k_2 — коэффициент чистого горения дуги (или коэффициент машинного времени)

$$k_2 = \frac{t_c - t_n}{t_c} = \frac{t_2}{t_c}. \quad (50.4)$$

Для непрерывной ручной многослойной сварки $k_2 = 0,6 \div 0,8$; для автоматической многодуговой сварки $k_2 = 1$.

Из уравнений (50.2) и (50.3) найдем длину участка, при которой околошовная зона 1-го слоя в металле с температурой T_0 охладится до температуры T_s

$$l = \frac{k_2 q^2}{4\pi\lambda c\gamma\delta^2 v (T_s - T_0)^2}. \quad (50.5)$$

Если принять значения теплофизических коэффициентов для среднеуглеродистой или низколегированной стали: $\lambda = 0,09$ кал/см сек°C;

$c\gamma = 1,25 \text{ кал/см}^3\text{C}$ и учесть отступление расчетной схемы от действительного процесса поправочным коэффициентом k_3 то уравнение (50.5) примет вид

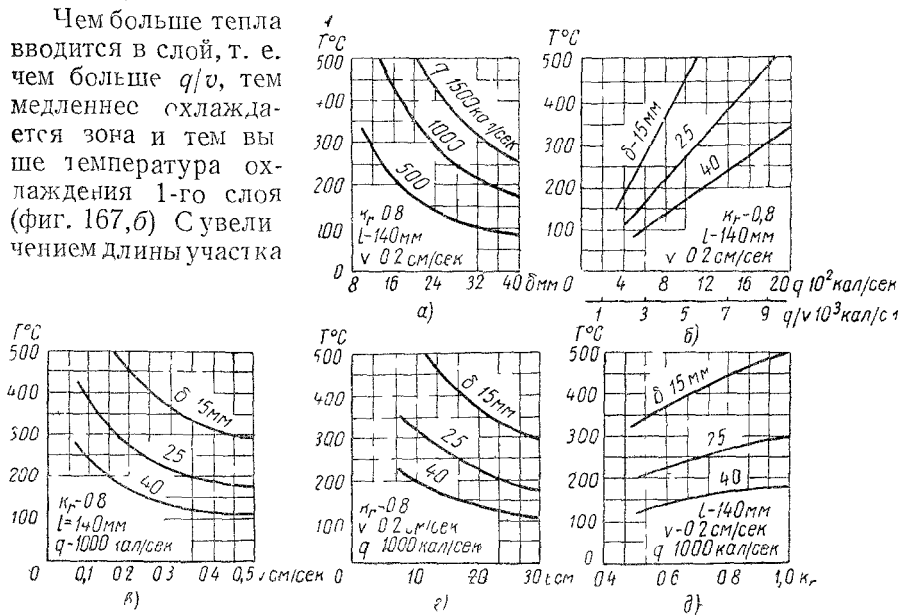
$$l = 0,7 \frac{k_3^2 k_2 q^2}{v^2 (T_6 - T_0)}, \quad (50.6)$$

где k_3 — поправочный коэффициент, определенный из сопоставления расчетной температуры охлаждения 1-го слоя по уравнению (50.5) с опытной и равный 1,5 — для соединения встык, 0,9 — для соединения втавр и внахлестку и 0,8 — для крестового соединения.

При расчете длины участка заварки 1-го слоя температуру T_6 охлаждения 1-го слоя принимают в соответствии с температурой T_A мартенситного превращения или в соответствии с температурой T_1 вероятного образования холодных трещин.

Влияние условий сварки. На температуру охлаждения 1-го слоя, кроме толщины свариваемых листов оказывают влияние следующие технологические параметры режима: 1) погонная энергия q/v , пропорциональная площади F_c поперечного сечения слоя; 2) длина участка l ; 3) длительность t_n перерыва между слоями.

Чем больше тепла вводится в слой, т. е. чем больше q/v , тем медленнее охлаждается зона и тем выше температура охлаждения 1-го слоя (фиг. 167, б). С увеличением длины участка

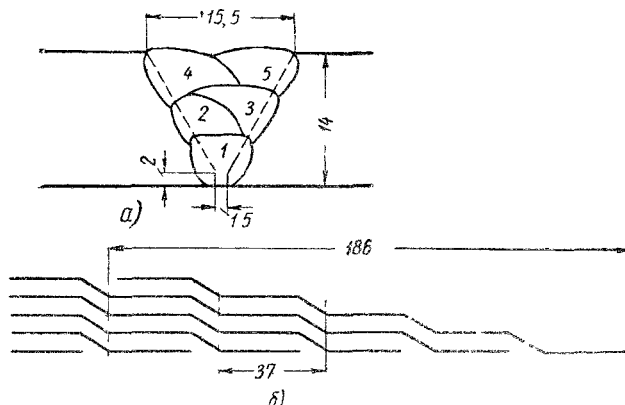


Фиг. 167. Температура охлаждения 1-го слоя при сварке листов встык: а — влияние толщины листов, б — влияние погонной энергии (сечения слоя); в — влияние скорости сварки, г — влияние длины участка и д — влияние длительности перерыва между слоями.

и длительности перерыва между слоями температура охлаждения 1-го слоя падает (фиг. 167, г, д). Для повышения температуры охлаждения 1-го слоя его быстро перекрывают следующим слоем

Увеличение толщины листов при данном сечении слоя, а также повышение скорости сварки при данной мощности дуги приводит к понижению T_v (фиг 167, а).

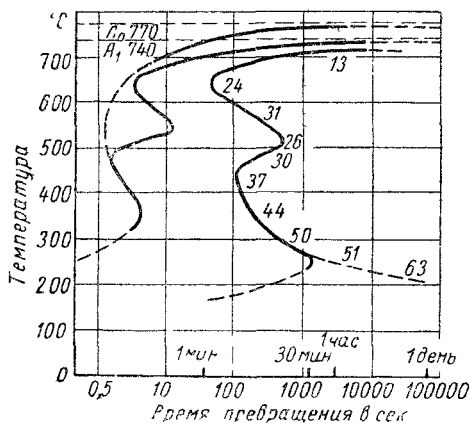
Пример. Рассчитать параметры режима многослойной сварки встык листов толщиной $\delta=14$ мм из стали 40X.



Фиг. 168. К примеру расчета режима многослойной сварки короткими участками:

а — схема разделки стыка листов; б — схема укладки слоев.

Общая площадь наплавки (фиг. 168, а) $F=120$ мм², число слоев $n=5$; площадь наплавки одного слоя $F_c=24$ мм².



Фиг. 169. Диаграмма изотермического распада аустенита стали 40X.

Для стали 40X (фиг. 169) температура мартенситного превращения T_M близка к 300°; принимаем $T_v = T_M + 50 = 300 + 50 = 350^\circ$.

$$l = \frac{0,7^2 \cdot 1,5 \cdot 0,75 \cdot 820^2}{1,4^2 \cdot 0,2 (350 - 20)^2} = 18,6 \text{ см}$$

При данном режиме сварки и длине участка 186 мм (фиг 168, б) 1-й слой не охлаждается ниже 350°

Пусть скорость сварки равна 0,2 см/сек, тогда для электрода УОНИ-13 с коэффициентом наплавки $\sigma_n=8$ г/а-час, требуется ток

$$I = \frac{3600 \gamma v F_c}{\sigma_n} = \frac{3600 \cdot 7,8 \cdot 0,2 \cdot 0,24}{8} = 170 \text{ а.}$$

Эффективная мощность дуги при напряжении дуги $U=25$ в и $\eta_u=0,80$

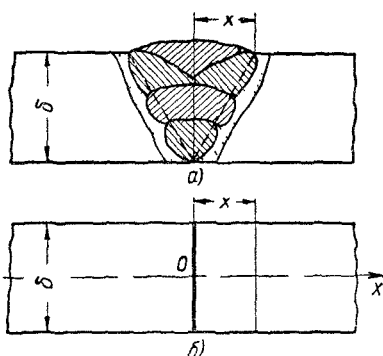
$$q = 0,24 \cdot 0,80 \cdot 170 \cdot 25 = 820 \text{ кал/сек.}$$

Расчет длины участка ведем по уравнению (50.6) при поправочном коэффициенте для соединения встык $\kappa_1=1,5$, коэффициенте горения $\kappa_2=0,75$ и начальной температуре $T_0=20^\circ$.

По диаграмме изотермического распада аустенита для ста-

§ 51. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ НАГРЕВА ВЫШЕ ДАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ МНОГОСЛОЙНОЙ СВАРКЕ КОРОТКИМИ УЧАСТКАМИ

Длительность t_s нагрева зоны термического влияния выше определенной температуры можно рассчитывать, исходя из кривой среднего нагрева, представляющей геометрическое место наименьших температур охлаждения после укладки каждого слоя (фиг. 166 — пунктирная линия). На кривую среднего нагрева при укладке каждого слоя накладываются отдельные тепловые воздействия. За время



Фиг. 170 Расчетная схема среднего нагрева околошовной зоны многослойного стыкового шва:

a — схема многослойного шва и *b* — расчетная схема.

укладки слоя и перерыва между слоями температура шва и прилегающей к нему зоны основного металла выравнивается настолько, что с достаточной для практики точностью можно считать ее одинаковой по толщине свариваемых листов.

При непрерывной многослойной сварке полос или листов короткими участками средняя температура нагрева зоны термического влияния повышается по мере укладки слоев, стремясь к некоторому пределу. По окончании заварки всех слоев шов и зона термического влияния (фиг. 170, *a*) охлаждаются вследствие распространения тепла по изделию. Среднюю температуру шва и зоны в процессе нагрева и последующего охлаждения можно рассчитать по схеме бесконечного стержня с теплоотдачей, нагреваемого плоским неподвижным сосредоточенным источником, приложенным к продольной плоскости симметрии шва (фиг. 170, *b*). Процессу среднего нагрева шва и зоны при многослойной сварке короткими участками соответствует теплонасыщение расчетного стержня, а процессу охлаждения — выравнивание тепла в стержне.

Принимая такую расчетную схему, мы допускаем, что тепло дуги распределено равномерно по всей площади продольного сечения шва, в то время как при многослойной сварке дуга перемещается по высоте разделки шва. Такая схематизация характера распределения тепла, вводимого источником, искажает процесс распространения тепла в области, близкой к источнику. Расчет по схемам, более точно учитывающим распределение тепла дуги (например, по схеме подвижного сосредоточенного источника в плоском слое), достаточно сложен. Такое усложнение расчетной схемы необходимо только для расчета температурной волны данного слоя, для расчета же среднего нагрева зоны по всей высоте шва оно является излишним. Возможность расчета средней температуры нагрева зоны термического влияния многослойного шва по упрощенной схеме стержня в более удаленной от дуги области, охладившейся ниже $700\text{--}800^\circ$, подтверждается данными опытов.

Введем безразмерные критерии процесса распространения тепла при нагреве неподвижным источником в бесконечном стержне с теплоотдачей (§ 17):

$\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a}} |x|$ — относительное расстояние точки стержня от плоского источника;

$\theta_1 = \frac{2\lambda F \sqrt{\frac{b}{a}}}{q} [T(x,t) - T_0]$ — относительная температура точки стержня;

$\tau = bt$ — относительное время от начала нагрева.

Здесь $T(x)$ — температура точки стержня в °С; $|x|$ — ее расстояние от начала координат в см; F — площадь поперечного сечения стержня в см²; α — коэффициент поверхностной теплоотдачи в кал/см² сек °С; $b = 2\alpha/c\gamma\delta_{np}$ — коэффициент температуротдачи в 1/сек; $\delta_{np} = \frac{F}{p/2}$ — приведенный радиус стержня в см; $p/2$ — полупериметр стержня в см.

В процессе теплонасыщения при нагреве относительная температура точки стержня выразится [уравнение (17.1)] при $v=0$,

$$\theta_1(t) = \psi_1 e^{-\rho_1}, \tag{51.1}$$

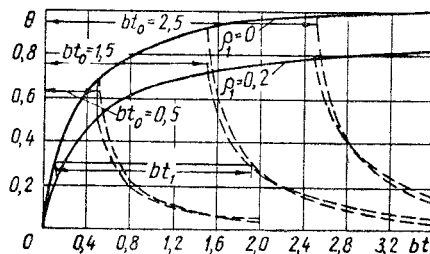
где $\psi_1(\rho_1, \tau)$ — коэффициент теплонасыщения, зависящий в свою очередь от относительного расстояния ρ_1 точки стержня от источника и от относительной длительности τ действия источника (фиг. 57).

Здесь $\theta_1(\infty) = e^{-\rho_1}$ получено из (12.7), полагая $t = \infty$ и $v = 0$.

В процессе выравнивания тепла после прекращения в момент t_0 действия источника относительная температура выразится [уравнение (17.6)]

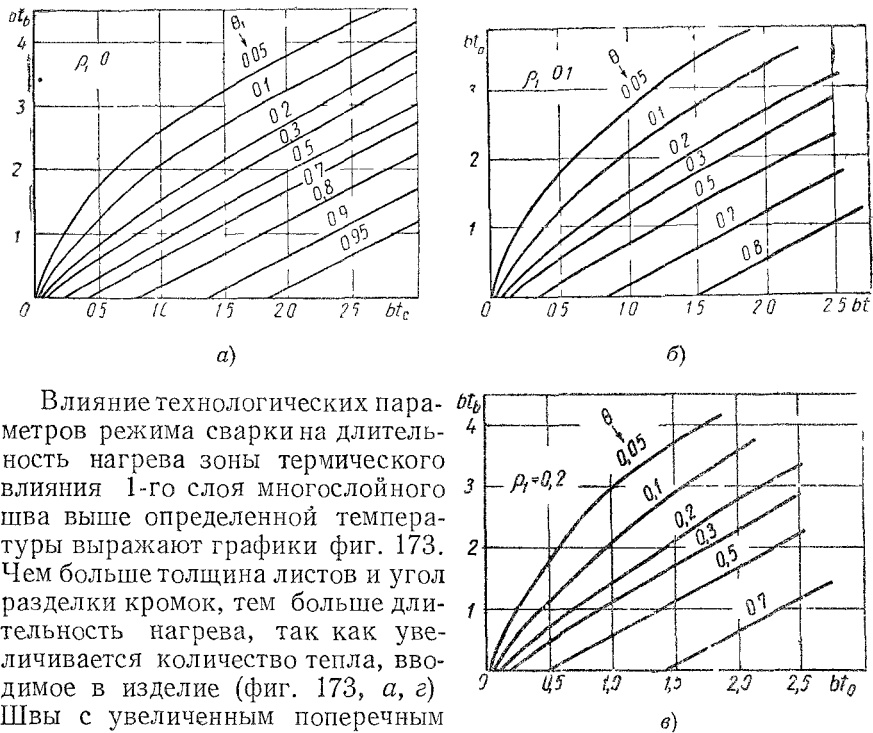
$$\theta_1(t) |_{t > t_0} = [\psi_1(t) - \psi_1(t - t_0)] e^{-\rho_1}. \tag{51.2}$$

Построенный по уравнениям (51.1) и (51.2) график изменения относительной температуры θ для различных сечений стержня ρ_1 в зависимости от продолжительности нагрева bt (фиг. 171) позволяет рассчитывать нагрев и охлаждение зоны термического влияния многослойного шва при непрерывной сварке полос или листов короткими участками при различных сочетаниях режима сварки, теплофизических свойств металла и типа соединения. Пользуясь этим графиком, можно рассчитать зависимость длительности bt_s пребывания любого сечения стержня при температурах выше заданной θ_1 от продолжительности bt_c действия источника тепла и представить ее расчетными номограммами (фиг. 172).



Фиг. 171. Температура точек стержня в процессе теплонасыщения и выравнивания тепла.

Зона термического влияния многослойного шва близка к сосредоточенному в осевой плоскости источнику тепла (фиг. 170) и поэтому характеризуется небольшими значениями критерия ρ_1 до 0,2. Длительность нагрева bt_s увеличивается как с понижением температуры θ_1 , так и с увеличением длительности действия источника bt_c ; при высоких температурах ($\theta_1 > 0,25$) зависимость bt_s от bt_c стремится к линейной.

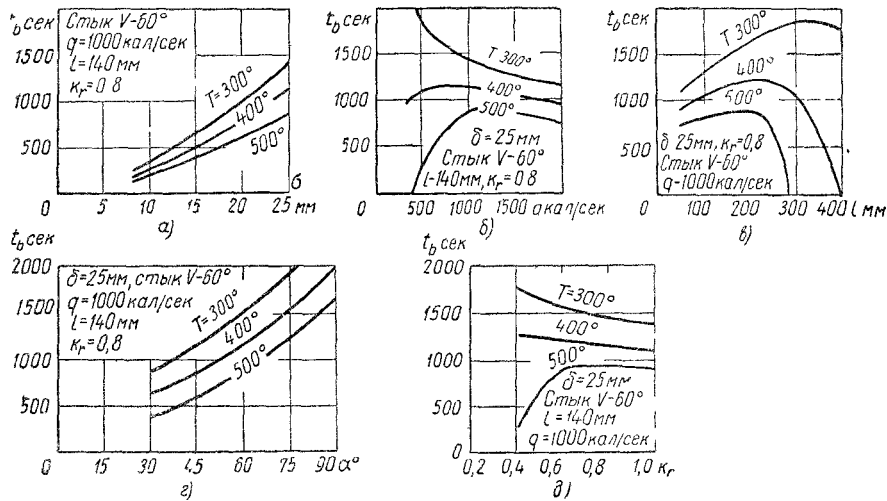


Фиг. 172 Номограммы для расчета длительности нагрева bt_s выше определенной температуры θ_1 различных сечений стержня ρ_1 в зависимости от длительности bt_c действия источника

Влияние технологических параметров режима сварки на длительность нагрева зоны термического влияния 1-го слоя многослойного шва выше определенной температуры выражают графики фиг. 173. Чем больше толщина листов и угол разделки кромок, тем больше длительность нагрева, так как увеличивается количество тепла, вводимое в изделие (фиг. 173, а, в). Швы с увеличенным поперечным сечением характеризуются большей длительностью нагрева. Влияние эффективной мощности дуги (фиг. 173, б), длительности перерывов между слоями (фиг. 173, д) и длины участка (фиг. 173, в) характеризуется наличием максимума длительности нагрева, соответствующего оптимальному значению рассматриваемого параметра режима. Дальнейшее увеличение этих параметров приводит к снижению длительности нагрева.

При сварке толстых листов углеродистой и низколегированной конструкционной стали в один проход значительно возрастает длительность нагрева околошовной зоны выше A_{C_3} , ведущая к нежелательному росту аустенитного зерна. Так как при многослойной сварке продолжительность пребывания околошовной зоны при температурах

больших Ac_3 разбита по времени между отдельными слоями и каждый слой перегревается недолго, значительный рост зерна практически исключен.



Фиг. 173. Длительность t_b нагрева зоны термического влияния 1-го слоя стыкового многослойного шва выше определенной температуры: а — влияние толщины листов; б — влияние эффективности и мощности дуги; в — влияние длины участка; г — влияние угла разделки кромок листов; д — влияние длительности перерывов между слоями.

Расчет длительности нагрева зоны термического влияния 1-го слоя выше определенной температуры T сводится к следующим операциям.

а) Определяем значение расчетной мощности дуги

$$q_p = k_2 k_q q, \tag{51.3}$$

где $q = 0,24 \eta_u UI$ — эффективная тепловая мощность дуги в кал/сек; k_2 — коэффициент чистого горения дуги; k_q — коэффициент приведения мощности дуги, учитывающий тип соединения (1 — для стыка, 0,67 — для таврового соединения и нахлестки и 0,6 — для крестового соединения).

б) Определяем относительную температуру

$$\theta_1 = \frac{2 \lambda \delta l \sqrt{\frac{b}{a}}}{q_p} (T - T_0), \tag{51.4}$$

где δl — площадь поперечного сечения расчетного стыка в $см^2$; l — длина участка в см; δ — толщина листов в см.

в) Определяем относительное расчетное расстояние околошовной зоны

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a}} |x|, \tag{51.5}$$

где $|x|$ — расчетное расстояние околошовной зоны от плоского источника, равное: для стыковых швов — полуширине разделки поверху, а для валиковых швов — половине длины катета шва.

г) Определяем относительную продолжительность действия источника, принимаемое за длительность полной заварки рассматриваемого участка многослойного шва, включая и перерывы

$$bt_c = b \frac{l}{v} \left(\frac{n-1}{k_2} + 1 \right), \quad (51.6)$$

где v — скорость заварки слоя в $см/сек$, n — число слоев.

д) По найденным значениям ρ_1 , θ_1 и bt_c находим из номограмм фиг. 172 относительную длительность нагрева bt_s , откуда длительность нагрева околошовной зоны 1-го слоя выше температуры T .

$$(t_s)_1 = \frac{bt_s}{b}. \quad (51.7)$$

е) Длительность $(t_s)_n$ нагрева околошовной зоны последнего слоя выше температуры T можно приближенно определять из соотношения

$$(t_s)_n \approx (t_s)_1 + \frac{l}{vk_2} - t_c. \quad (51.8)$$

Пример. Для условий примера § 50 определить длительность нагрева околошовной зоны 1-го слоя при температуре $T_s = 350^\circ$. Безразмерный критерий температуры по (51.4)

$$\theta_1 = \frac{2 \cdot 0,09 \cdot 26,1 \sqrt{\frac{8,6 \cdot 10^{-4}}{0,072}}}{615} (350 - 20) = 0,28,$$

где $\delta l = 1,4 \cdot 18,6 = 26,1 \text{ см}^2$;

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma} = \frac{0,09}{1,25} = 0,072 \text{ см}^2/\text{сек},$$

$$q_p = k_2 k_4 q = 0,75 \cdot 1 \cdot 820 = 615 \text{ кал/сек}$$

$$\delta = \frac{F}{\rho/2} = \frac{26,1}{1,4 + 18,6} = 1,30 \text{ см};$$

$$b = \frac{2a}{c\gamma\delta} = \frac{2 \cdot 7 \cdot 10^{-4}}{1,25 \cdot 1,4} = 8,6 \cdot 10^{-4} \text{ 1/сек (принимает } \alpha = 7 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^2\text{ }^\circ\text{C сек)}.$$

Длительность заварки одного участка пятью слоями:

$$t_c = \frac{l}{v} \left(\frac{n-1}{k_2} + 1 \right) = \frac{18,6}{0,2} \left(\frac{5-1}{0,75} + 1 \right) = 590 \text{ сек},$$

$$bt_c = 8,6 \cdot 10^{-4} \cdot 590 = 0,51;$$

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a} |x|} = \sqrt{\frac{8,6 \cdot 10^{-4}}{0,072} \cdot 0,8} = 0,09;$$

расчетное расстояние околошовной зоны от плоского источника тепла равно полуширине разделки поверху, $x = 0,8$ (фиг. 170, а).

По графику (фиг. 172, б) находим, что для $bt_c = 0,51$ и $\theta = 0,28$ безразмерный критерий $bt_B = 0,60$, откуда длительность нагрева околошовной зоны 1-го слоя выше $T_B = 350^\circ$

$$(t_B) = \frac{0,60}{8,6 \cdot 10^{-4}} = 700 \text{ сек}$$

Длительность нагрева околошовной зоны последнего слоя при $T_B = 350^\circ$

$$(t_B)_n = (t_B)_1 - t_c + \frac{l}{v k_2} = 700 - 590 + \frac{18,6}{0,2 \cdot 0,75} = 700 - 590 + 125 = 235 \text{ сек}$$

Длительность изотермического распада аустенита стали 40X при температуре 350° (фиг. 169) составляет около 220 сек.

Таким образом, выбранный режим сварки обеспечивает полное завершение распада аустенита в зоне термического влияния всего шва.

ПРИЛОЖЕНИЯ
Таблица 1

ПОКАЗАТЕЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

u	e^u	e^{-u}	u	e^u	e^{-u}	u	e^u	e^{-u}	u	e^u	e^{-u}
0,00	1,00000	1,00000	0,60	1,82212	0,54881	1,20	3,32012	0,30119	4,00	54,59815	0,01832
01	01005	0,99005	61	84043	54235	21	35348	29820	10	60,34029	01657
02	02020	98020	62	85893	53794	22	38718	29523	20	66,68633	01500
03	03045	97045	63	87761	53359	23	42123	29229	30	73,69979	01357
04	04081	96079	64	89648	52729	24	45561	28928	40	81,45087	01228
05	05127	95123	65	91554	52205	25	49034	28650	50	90,01713	01111
06	06184	94176	66	93479	51685	26	52542	28365	60	99,48432	01005
07	07251	93239	67	95424	51171	27	56085	28083	70	109,9472	00910
08	08329	92312	68	97388	50662	28	59664	27804	80	121,5104	00823
09	09417	91393	69	99372	50158	29	63279	27527	90	134,2898	00745
0,10	1,10517	0,90484	0,70	2,01375	0,49659	1,30	3,66930	0,27253	5,00	148,4132	0,00674
11	11628	89583	71	03399	49164	31	70617	26982	10	164,0219	00610
12	12750	88692	72	05443	48675	32	74342	26714	20	181,2722	00552
13	13883	87810	73	07508	48191	33	78104	26448	30	200,3308	00499
14	15027	86936	74	09594	47711	34	81904	26185	40	221,4064	00452
15	16183	86071	75	11700	47237	35	85743	25924	50	244,6919	00409
16	17351	85214	76	13828	46767	36	89619	25666	60	270,4264	00370
17	18530	84366	77	15977	46301	37	93535	25411	70	298,8674	00335
18	19722	83527	78	18147	45841	38	97490	25158	80	330,2996	00303
19	20925	82696	79	20340	45384	39	4,01485	24908	90	365,0375	00274
0,20	1,22140	0,81873	0,80	2,22554	0,44933	1,40	4,05520	0,24660	6,00	403,4288	0,00248
21	23368	81058	81	24791	44486	41	09596	24414	10	445,8578	00224
22	24608	80252	82	27050	44043	42	13712	24171	20	492,7490	00203
23	25860	79453	83	29332	43605	43	17870	23931	30	544,5719	00184
24	27125	78663	84	31637	43171	44	22070	23693	40	601,8450	00166
25	28403	77880	85	33965	42741	45	26311	23457	50	665,1416	00150
26	29693	77105	86	36316	42316	46	30596	23224	60	735,0952	00136
27	30996	76338	87	38691	41895	47	34924	22993	70	812,4058	00123
28	32313	75578	88	41090	41478	48	39295	22764	80	897,8473	00111
29	33643	74826	89	43513	41066	49	43710	22537	90	992,2747	00101

0,30	1,34986	0,74082	0,90	2,45960	0,40657	1,50	4,48169	0,22313	7,00	1096,633	0,000912
31	36343	73345	91	48432	40252	60	4,95303	20190	10	1211,967	0,00825
32	37713	72615	92	50929	39852	70	5,47395	18268	20	1339,431	0,00747
33	39097	71892	93	53451	39455	80	6,04965	16530	30	1480,300	0,00676
34	40495	71177	94	55998	39063	90	6,68589	14957	40	1635,984	0,00611
35	41907	70469	95	58571	38674	2,00	7,38906	0,13534	50	1808,042	0,00553
36	43333	69768	96	61170	38289	10	8,16617	12246	60	1998,196	0,00500
37	44773	69073	97	63794	37908	20	9,02501	11080	70	2208,348	0,00453
38	46228	68386	98	66446	37531	30	9,97418	10026	80	2440,602	0,00410
39	47698	67706	99	69123	37158	40	11,02318	09072	90	2697,282	0,00371
0,40	1,49182	0,67032	1,00	2,71828	0,36788	2,50	12,18249	0,08208	8,00	2980,958	0,000335
41	50682	66365	01	74560	36422	60	13,46374	07427	10	3294,468	0,00304
42	52196	65705	02	77319	36059	70	14,87973	06721	20	3640,950	0,00275
43	53726	65051	03	80107	35701	80	16,44465	06081	30	4023,872	0,00249
44	55271	64404	04	82922	35345	90	18,17415	05502	40	4447,067	0,00225
45	56831	63763	05	85765	34994	3,00	20,08554	0,04979	50	4914,769	0,00203
46	58407	63128	06	88637	34646	10	22,19795	04505	60	5431,660	0,00184
47	59999	62500	07	91538	34301	20	24,52253	04076	70	6002,912	0,00167
48	61607	61878	08	94468	33960	30	27,11264	03688	80	6634,244	0,00151
49	63232	61263	09	97427	33622	40	29,96410	03337	90	7331,974	0,00136
0,50	1,64872	0,60653	1,10	3,00417	0,33287	50	33,11545	03020	9,00	8103,084	0,000123
51	66529	60050	11	03436	32956	60	36,59823	02732	20	9897,129	0,00101
52	68203	59452	12	06485	32628	70	40,44730	02472	40	12088,38	0,00083
53	69893	58860	13	09566	32303	80	44,70118	02237	60	14764,78	0,00068
54	71601	58275	14	12677	31982	90	49,40245	02024	80	18033,74	0,00055
55	73325	57695	15	15819	31664	—	—	—	10,00	22026,47	0,00045
56	75067	57121	16	18993	31349	—	—	—	—	—	—
57	76827	56553	17	22199	31037	—	—	—	—	—	—
58	78604	55990	18	25437	30728	—	—	—	—	—	—
59	80399	55433	19	28708	30422	—	—	—	—	—	—

Табл. 1 взята из Энциклопедического справочника «Машиностроение», т. 1, часть I, Мангиз, 1947.

Таблица II

ФУНКЦИЯ ИНТЕГРАЛА ВЕРОЯТНОСТИ $\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-t^2} dt$

u	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,00	0,0000	0011	0023	0034	0045	0056	0068	0079	0090	0102
0,01	0,0113	0124	0135	0147	0158	0169	0181	0192	0203	0214
0,02	0,0226	0237	0248	0259	0271	0282	0293	0305	0316	0327
0,03	0,0338	0350	0361	0372	0384	0395	0406	0417	0429	0440
0,04	0,0451	0462	0474	0485	0496	0507	0519	0530	0541	0552
0,05	0,0564	0575	0586	0597	0609	0620	0631	0642	0654	0665
0,06	0,0576	0687	0699	0710	0721	0732	0744	0755	0766	0777
0,07	0,0789	0800	0811	0822	0833	0845	0856	0867	0878	0890
0,08	0,0901	0912	0923	0934	0946	0957	0968	0979	0990	1002
0,09	0,1013	1024	1035	1046	1058	1069	1080	1091	1102	1113
0,10	0,1125	1136	1147	1158	1169	1180	1192	1203	1214	1225
0,11	0,1236	1247	1259	1270	1281	1292	1303	1314	1325	1336
0,12	0,1348	1359	1370	1381	1392	1403	1414	1425	1436	1448
0,13	0,1459	1470	1481	1492	1503	1514	1525	1536	1547	1558
0,14	0,1569	1581	1592	1603	1614	1625	1636	1647	1658	1669
0,15	0,1680	1691	1702	1713	1724	1735	1746	1757	1768	1779
0,16	0,1790	1801	1812	1823	1834	1845	1856	1867	1878	1889
0,17	0,1900	1911	1922	1933	1944	1955	1966	1977	1988	1998
0,18	0,2009	2020	2031	2042	2053	2064	2075	2086	2097	2108
0,19	0,2118	2129	2140	2151	2162	2173	2184	2194	2205	2216
0,20	0,2227	2238	2249	2260	2270	2281	2292	2303	2314	2324
0,21	0,2335	2346	2357	2368	2378	2389	2400	2411	2421	2432
0,22	0,2443	2454	2464	2475	2486	2497	2507	2518	2529	2540
0,23	0,2550	2551	2572	2582	2593	2604	2614	2625	2636	2646
0,24	0,2657	2668	2678	2689	2700	2710	2721	2731	2742	2753

0,25	0,2763	2774	2784	2795	2806	2816	2827	2837	2848	2858
0,26	0,2879	2880	2890	2901	2911	2922	2932	2943	2953	2964
0,27	0,2974	2985	2995	3006	3016	3027	3037	3047	3058	3068
0,28	0,3079	3089	3100	3110	3120	3131	3141	3152	3162	3172
0,29	0,3183	3193	3204	3214	3224	3235	3245	3255	3266	3275
0,30	0,3286	3297	3307	3317	3327	3338	3348	3358	3369	3379
0,31	0,3389	3399	3410	3420	3430	3440	3450	3461	3471	3481
0,32	0,3491	3501	3512	3522	3532	3542	3552	3562	3573	3583
0,33	0,3593	3603	3613	3623	3633	3643	3653	3663	3674	3684
0,34	0,3694	3704	3714	3724	3734	3744	3754	3764	3774	3784
0,35	0,3794	3804	3814	3824	3834	3844	3854	3864	3873	3883
0,36	0,3893	3903	3913	3923	3933	3943	3953	3963	3972	3982
0,37	0,3992	4002	4012	4022	4031	4041	4051	4061	4071	4080
0,38	0,4090	4100	4110	4119	4129	4139	4149	4158	4168	4178
0,39	0,4187	4197	4207	4216	4226	4236	4245	4255	4265	4274
0,40	0,4284	4294	4303	4313	4322	4332	4341	4351	4361	4370
0,41	0,4380	4389	4399	4408	4418	4427	4437	4446	4456	4465
0,42	0,4475	4484	4494	4503	4512	4522	4531	4541	4550	4559
0,43	0,4569	4578	4588	4597	4606	4616	4625	4634	4644	4653
0,44	0,4662	4672	4681	4690	4699	4709	4718	4727	4736	4745
0,45	0,4755	4764	4773	4782	4792	4801	4810	4819	4828	4837
0,46	0,4847	4856	4865	4874	4883	4892	4901	4910	4919	4928
0,47	0,4937	4946	4955	4963	4974	4983	4992	5001	5010	5019
0,48	0,5027	5036	5045	5054	5063	5072	5081	5090	5099	5108
0,49	0,5117	5126	5134	5143	5152	5161	5170	5179	5187	5196
0,50	0,5205	5214	5223	5231	5240	5249	5258	5266	5275	5284
0,51	0,5292	5301	5310	5318	5327	5336	5344	5353	5362	5370
0,52	0,5379	5388	5396	5405	5413	5422	5430	5439	5448	5456
0,53	0,5465	5473	5482	5490	5499	5507	5516	5524	5533	5541
0,54	0,5549	5558	5566	5575	5583	5591	5600	5608	5617	5625
0,55	0,5633	5642	5650	5658	5667	5675	5683	5691	5700	5708
0,56	0,5716	5724	5733	5741	5749	5757	5765	5774	5782	5790
0,57	0,5798	5806	5814	5823	5831	5839	5847	5855	5863	5871
0,58	0,5879	5887	5895	5903	5911	5919	5927	5935	5943	5951
0,59	0,5959	5967	5975	5983	5991	5999	6007	6015	6023	6031

Продолжение табл. II

и	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,60	0,6039	6046	6054	6062	6070	6078	6086	6093	6101	6109
0,61	0,6117	6125	6132	6140	6148	6156	6163	6171	6179	6186
0,62	0,6194	6202	6209	6217	6225	6232	6240	6248	6255	6263
0,63	0,6270	6278	6286	6293	6301	6308	6316	6323	6331	6338
0,64	0,6346	6353	6361	6368	6376	6383	6391	6398	6405	6413
0,65	0,6420	6428	6435	6442	6450	6457	6464	6472	6479	6486
0,66	0,6494	6501	6508	6516	6523	6530	6537	6545	6552	6559
0,67	0,6566	6573	6581	6588	6595	6602	6609	6616	6624	6631
0,68	0,6638	6645	6652	6659	6666	6673	6680	6687	6694	6701
0,69	0,6708	6715	6722	6729	6736	6743	6750	6757	6764	6771
0,70	0,6778	6785	6792	6799	6806	6812	6819	6826	6833	6840
0,71	0,6817	6823	6830	6837	6844	6851	6857	6864	6871	6878
0,72	0,6914	6921	6928	6934	6941	6948	6954	6961	6968	6974
0,73	0,6981	6988	6994	7001	7007	7014	7021	7027	7034	7040
0,74	0,7047	7053	7060	7066	7073	7079	7086	7092	7099	7105
0,75	0,7112	7118	7124	7131	7137	7144	7150	7156	7163	7169
0,76	0,7175	7182	7188	7194	7201	7207	7213	7219	7226	7232
0,77	0,7238	7244	7251	7257	7263	7269	7275	7282	7288	7294
0,78	0,7300	7306	7312	7318	7323	7331	7337	7343	7349	7355
0,79	0,7361	7367	7373	7379	7385	7391	7397	7403	7409	7415
0,80	0,7421	7427	7433	7439	7445	7451	7457	7462	7468	7471
0,81	0,7480	7485	7492	7498	7503	7509	7515	7521	7527	7532
0,82	0,7538	7544	7550	7555	7561	7567	7572	7578	7584	7590
0,83	0,7595	7601	7607	7612	7618	7623	7629	7635	7640	7646
0,84	0,7551	7557	7563	7568	7574	7579	7585	7590	7596	7601
0,85	0,7707	7712	7718	7723	7729	7734	7739	7745	7750	7756
0,86	0,7761	7766	7772	7777	7782	7788	7793	7798	7804	7809
0,87	0,7814	7820	7825	7830	7835	7841	7846	7851	7856	7862
0,88	0,7857	7872	7877	7882	7888	7893	7898	7903	7908	7913
0,89	0,7918	7921	7929	7934	7939	7944	7949	7954	7959	7964

0,90	7974	7979	7984	7989	7994	7999	8004	8009	8014
0,91	8024	8029	8034	8038	8043	8048	8053	8058	8063
0,92	8073	8077	8082	8087	8092	8097	8101	8106	8111
0,93	8120	8125	8130	8135	8139	8144	8149	8153	8158
0,94	8167	8172	8177	8181	8186	8191	8195	8200	8204
0,95	8213	8218	8223	8227	8232	8236	8241	8245	8250
0,96	8259	8263	8268	8272	8277	8281	8285	8290	8294
0,97	8303	8307	8312	8316	8321	8325	8329	8334	8338
0,98	8347	8351	8355	8360	8364	8368	8372	8377	8381
0,99	8389	8394	8398	8402	8406	8410	8415	8419	8423
1,00	8431	8435	8439	8444	8448	8452	8456	8460	8464
1,01	8472	8476	8480	8484	8488	8492	8496	8500	8504
1,02	8512	8516	8520	8524	8528	8532	8536	8540	8544
1,03	8552	8556	8560	8563	8567	8571	8575	8579	8583
1,04	8590	8594	8598	8602	8606	8609	8613	8617	8621
1,05	8628	8632	8636	8639	8643	8647	8650	8654	8658
1,06	8665	8669	8672	8676	8680	8683	8687	8691	8694
1,07	8701	8705	8708	8712	8716	8719	8723	8726	8730
1,08	8737	8740	8744	8747	8751	8754	8758	8761	8765
1,09	8771	8775	8778	8782	8785	8789	8792	8795	8799
1,10	8805	8809	8812	8815	8819	8822	8825	8829	8832
1,11	8839	8842	8845	8848	8852	8855	8858	8861	8865
1,12	8871	8874	8878	8881	8884	8887	8890	8893	8897
1,13	8903	8906	8909	8912	8915	8918	8922	8925	8928
1,14	8931	8937	8940	8943	8946	8949	8952	8955	8958
1,15	8964	8967	8970	8973	8976	8979	8982	8985	8988
1,16	8994	8997	9000	9003	9006	9008	9011	9014	9017
1,17	9023	9026	9029	9031	9034	9037	9040	9043	9046
1,18	9051	9054	9057	9060	9062	9065	9068	9071	9073
1,19	9079	9082	9084	9087	9090	9092	9095	9098	9100

Продолжение табл. II

п	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1, 0	0, 9103	9106	9108	9111	9114	9116	9119	9 22	9124	9127
1, 1	0, 9110	9113	9135	9137	9140	9143	9145	9148	9150	9153
1, 2	0, 9115	9158	9160	9163	9165	9168	9171	9173	9176	9178
1, 23	0, 9121	9183	9185	9188	9190	9193	9195	9198	9200	9203
1, 24	0, 9125	9207	9210	9212	9215	9217	9219	9222	9 24	9227
1, 3	0, 9129	9231	9234	9236	9239	92 1	9243	9245	9248	9250
1, 31	0, 9133	9255	9257	9259	9262	9264	9266	9268	9271	92 2
1, 32	0, 9137	9277	9280	9282	9284	9286	9289	9 31	9293	925
1, 33	0, 9141	9300	9302	9304	9306	9308	9310	9313	9315	9317
1, 34	0, 9145	9321	9323	9325	9327	9330	9332	9334	9336	9338
1 0	0, 9149	93 2	9341	9346	9348	9350	9352	9355	9357	9359
1, 1	0, 9153	9333	9365	9367	9369	9371	9373	9375	9377	9379
1, 11	0, 9157	9383	9385	9387	9389	9391	9392	9394	9396	9 98
1, 12	0, 9161	9400	9404	9406	9408	9410	9412	9413	9 15	9117
1, 13	0, 9165	9421	9423	9425	9427	9428	9430	9 32	9434	9136
1, 14	0, 9169	9439	9441	9443	9445	9 47	9448	9 50	9452	9454
1, 15	0, 9173	9457	9459	9461	9463	9464	9466	9 68	9470	9471
1, 16	0, 9177	9475	9477	9478	9480	9482	9 83	9 85	9487	9 88
1, 17	0, 9181	9492	9494	9495	9497	9499	9500	9502	9503	9 95
1, 18	0, 9185	9508	9510	9512	9513	95 3	9516	9518	9520	9521
1, 19	0, 9189	9521	9526	9528	9529	9531	9532	9534	9535	9537
1, 20	0, 9193	9540	9542	9543	9545	9546	9548	9549	9551	9552
1, 21	0, 9197	9555	9557	9558	9560	9561	9563	9564	9566	9567
1, 22	0, 9201	9570	9571	9573	9574	9576	9577	9579	9580	9582
1, 23	0, 9205	9584	9586	9587	9589	9590	9591	9593	9594	9596

1,45	0,9597	9598	9600	9601	9602	9604	9605	9607	9608	9609
1,46	0,9611	9612	9613	9615	9616	9617	9618	9620	9621	9622
1,47	0,9624	9625	9626	9628	9629	9630	9631	9632	9634	9635
1,48	0,9637	9638	9639	9640	9642	9643	9644	9645	9647	9648
1,49	0,9649	9650	9651	9653	9654	9655	9656	9657	9659	9660
1,50	0,9661	9662	9663	9665	9666	9667	9668	9669	9670	9672
1,5	0,9661	9673	9684	9695	9706	9716	9726	9736	9745	9755
1,6	0,9763	9772	9780	9788	9796	9804	9811	9818	9822	9822
1,7	0,9838	9841	9850	9856	9861	9867	9872	9877	9882	9886
1,8	0,9891	9895	9899	9903	9907	9911	9915	9918	9922	9925
1,9	0,9988	9991	9994	9997	9999	9942	9944	9947	999	9951
2,0	0,9993	9995	9997	9999	9961	9963	9964	9966	9967	9969
2,1	0,9970	9972	9973	9974	9975	9976	9977	9979	9980	9980
2,2	0,9981	9982	9983	9984	9985	9985	9986	9987	9987	9988
2,3	0,9989	9989	9990	9990	9991	9991	9992	9992	9992	9993
2,4	0,9993	9993	9994	9994	9994	9995	9995	9995	9995	9996
2,5	0,9996	9996	9996	9997	9997	9997	9997	9997	9997	9998
2,6	0,9993	9998	9998	9998	9998	9998	9998	9998	9998	9999
2,7	0,9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
2,8	0,9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	1,0000	1,0000	1,0000

Табл 2 вета из кьлги Я Н Ш пильрси на, Таблицы стелнати их функций, ГГИ, 1933

Таблица III

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ПОКАЗАТЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ $E_i(-u) = \int_u^\infty \frac{e^{-u}}{u} du, u > 0$

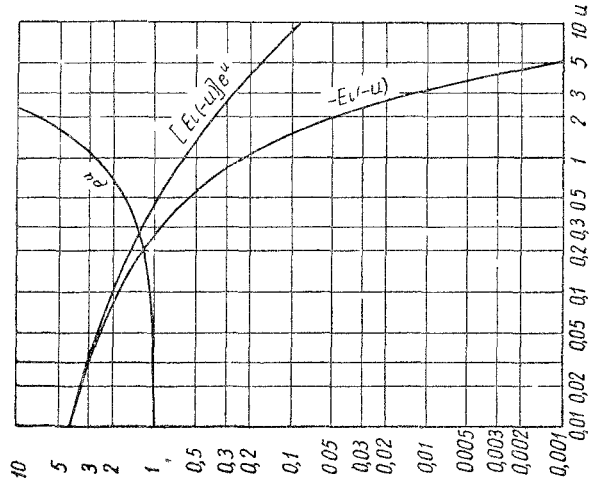


График показательной и интегральной показательной функции.

u	$E_i(-u)$	u	$E_i(-u)$	u	$F_i(-u)$
0,00	$-\infty$	0,03	-2,9591	0,05	-2,2953
0,01	-4,0379	0,04	-2,6813	0,07	-2,1508
0,02	-3,3547	0,05	2,4679	0,08	-2,0269

0,09	-1,9187	1,5	-0,1000	3,9	-0,0 ² 4267
0,10	-1,8229	1,6	-0,08631	4,0	-0,0 ² 3779
0,15	-1,4645	1,7	-0,07465	4,1	-0,0 ² 3349
0,20	-1,2227	1,8	-0,06471	4,2	-0,0 ² 2969
0,25	-1,0443	1,9	-0,05620	4,3	-0,0 ² 2633
0,30	-0,9057	2,0	-0,04890	4,4	-0,0 ² 2336
0,35	-0,7942	2,1	-0,04261	4,5	-0,0 ² 2073
0,40	-0,7024	2,2	-0,03719	4,6	-0,0 ² 1841
0,45	-0,6253	2,3	-0,03250	4,7	-0,0 ² 1635
0,50	-0,5598	2,4	-0,02844	4,8	-0,0 ² 1453
0,55	-0,5034	2,5	-0,02491	4,9	-0,0 ² 1291
0,60	-0,4544	2,6	-0,02185	5,0	-0,0 ² 1148
0,65	-0,4115	2,7	-0,01918	6	-0,0 ² 3601
0,70	-0,3738	2,8	-0,01686	7	-0,0 ² 1155
0,75	-0,3403	2,9	-0,01482	8	-0,0 ² 3767
0,80	-0,3106	3,0	-0,01304	9	-0,0 ² 1245
0,85	-0,2840	3,1	-0,01149	10	-0,0 ² 4157
0,90	-0,2601	3,2	-0,01013	11	-0,0 ² 1400
0,95	-0,2387	3,3	-0,0 ² 8939	12	-0,0 ² 4751
1,00	-0,2194	3,4	-0,0 ² 7890	13	-0,0 ² 1622
1,1	-0,1860	3,5	-0,0 ² 6970	14	-0,0 ² 5566
1,2	-0,1584	3,6	-0,0 ² 6160	15	-0,0 ² 1918
1,3	-0,1355	3,7	-0,0 ² 5448		
1,4	-0,1162	3,8	-0,0 ² 4820		

Таблица III взята из книги Я. Н. Шпильрейна.
Таблицы специальных функций, ГТИИ, 1933.

Таблица IV
 ФУНКЦИЯ БЕССЕЛЯ ОТ МНИМОГО АРГУМЕНТА ВТОРОГО РОДА, НУЛЕВОГО ПОРЯДКА $K_0(u)$

u	$10^4 K_0(u)$	u	$10^4 K_0(u)$	u	$10^4 K_0(u)$	u	$10^4 K_0(u)$
0,00	∞	1,30	2,7825	2,60	5,5398	3,90	1,2482
02	40,285	32	2,7091	62	5,4109	92	1,2206
04	33,365	34	2,6379	64	5,2850	94	1,1985
06	29,329	36	2,5688	66	5,1622	96	1,1671
08	26,475	38	2,5017	68	5,0424	98	1,1412
0,10	24,471	1,40	2,4366	2,70	4,9255	u	$10^4 K_0(u)$
12	22,479	42	2,3733	72	4,8115	4,00	11,160
14	20,971	44	2,3119	74	4,7001	02	10,913
16	19,674	46	2,2523	76	4,5915	04	10,672
18	18,537	48	2,1943	78	4,4855	06	10,436
0,20	17,527	1,50	2,1381	2,80	4,3820	08	10,205
22	16,620	52	2,0834	82	4,2810	4,10	9,9800
24	15,798	54	2,0302	84	4,1824	12	9,7598
26	15,048	56	1,9786	86	4,0862	14	9,5446
28	14,360	58	1,9284	88	3,9923	16	9,3342
0,30	13,725	u	$10^4 K_0(u)$	2,90	3,9006	18	9,1285
32	13,136	1,60	18,795	92	3,8111	4,20	8,9275
34	12,587	62	18,321	94	3,7238	22	8,7309
36	12,075	64	17,859	96	3,6385	24	8,5388
38	11,596	66	17,411	98	3,5552	26	8,3510
0,40	11,145	68	16,974	3,00	3,4740	28	8,1674
42	10,721	1,70	16,550	02	3,3946	4,30	7,9880
44	10,321	72	16,137	04	3,3171	32	7,8125
46	9,9426	74	15,735	06	3,2415	34	7,6410
48	9,5842	76	15,344	08	3,1676	36	7,4733
0,50	9,2442	78	14,963	3,10	3,0955	38	7,3094
52	8,9212	1,80	14,593	12	3,0250	4,40	7,1491
54	8,6138	82	14,233	14	2,9563	42	6,9924
56	8,3210	84	13,882	16	2,8891	44	6,8392
58	8,0418	86	13,541	18	2,8235	46	6,6895
		88	13,208			48	6,5430

0,60	7,7752	1,90	12,885	3,20	2,7595	4,50	6,3999
62	7,5204	92	12,569	22	2,6970	52	6,2599
64	7,2767	94	12,263	24	2,6359	54	6,1230
66	7,0433	96	11,964	26	2,5762	56	5,9892
68	6,8197	98	11,673	28	2,5180	58	5,8584
0,70	6,6052	2,00	11,389	3,30	2,4611	4,60	5,7304
72	6,3994	02	11,113	32	2,4055	62	5,6053
74	6,2017	04	10,844	34	2,3512	64	5,4830
76	6,0118	06	10,582	36	2,2982	66	5,3634
78	5,8292	08	10,327	38	2,2464	68	5,2465
0,80	5,6535	2,10	10,078	3,40	2,1958	4,70	5,1321
82	5,4843	12	9,8360	42	2,1464	72	5,0203
84	5,3215	14	9,5959	44	2,0981	74	4,9110
86	5,1645	16	9,3698	46	2,0510	76	4,8040
88	5,0132	18	9,1455	48	2,0049	78	4,6995
0,90	4,8673	2,20	8,9269	3,50	1,9599	4,80	4,5972
92	4,7265	22	8,7138	52	1,9159	82	4,4973
94	4,5906	24	8,5062	54	1,8730	84	4,3995
96	4,4594	26	8,3037	56	1,8310	86	4,3039
98	4,3327	28	8,1064	58	1,7900	88	4,2104
1,00	4,2102	2,30	7,9140	3,60	1,7500	4,90	4,1189
02	4,0919	32	7,7264	62	1,7108	92	4,0295
04	3,9774	34	7,5435	64	1,6726	94	3,9421
06	3,8667	36	7,3652	66	1,6352	96	3,8565
08	3,7597	38	7,1913	68	1,5987	98	3,7729
1,10	3,6560	2,40	7,0217	3,70	1,5631	5,00	3,6911
12	3,5557	42	6,8564	72	1,5282	02	3,6111
14	3,4586	44	6,6951	74	1,4942	04	3,5329
16	3,3645	46	6,5378	76	1,4609	06	3,4563
18	3,2734	48	6,3844	78	1,4284	08	3,3815
1,20	3,1851	2,50	6,2348	3,80	1,3965	5,10	3,3083
22	3,0995	52	6,0888	82	1,3655	12	3,2367
24	3,0166	54	5,9464	84	1,3352	14	3,1667
26	2,9361	56	5,8075	86	1,3055	16	3,0982
28	2,8581	58	5,6720	88	1,2766	18	3,0313

Продолжение табл. IV

u	$10^3 K_0(u)$	u	$10^4 K_0(u)$	u	$10^5 K_0(u)$	u	$10^6 K_0(u)$
5,20	2,9657	6,40	8,0831	7,60	2,2402	8,80	6,2831
5,22	2,9017	6,42	7,9111	7,62	2,1930	8,82	6,1519
5,24	2,8390	6,44	7,7428	7,64	2,1469	8,84	6,0234
5,26	2,7777	6,46	7,5781	7,66	2,1017	8,86	5,8976
5,28	2,7178	6,48	7,4170	7,68	2,0575	8,88	5,7745
5,30	2,6591	6,50	7,2593	7,70	2,0142	8,90	5,6540
5,32	2,6017	6,52	7,1050	7,72	1,9718	8,92	5,5359
5,34	2,5456	6,54	6,9540	7,74	1,9304	8,94	5,4204
5,36	2,4908	6,56	6,8063	7,76	1,8898	8,96	5,3073
5,38	2,4371	6,58	6,6617	7,78	1,8500	8,98	5,1966
5,40	2,3846	6,60	6,5202	7,80	1,8111	9,00	5,0881
5,42	2,3332	6,62	6,3818	7,82	1,7731	9,02	4,9820
5,44	2,2830	6,64	6,2463	7,84	1,7358	9,04	4,8781
5,46	2,2338	6,66	6,1137	7,86	1,6993	9,06	4,7763
5,48	2,1857	6,68	5,9840	7,88	1,6636	9,08	4,6767
5,50	2,1387	6,70	5,8570	7,90	1,6287	9,10	4,5792
5,52	2,0927	6,72	5,7327	7,92	1,5945	9,12	4,4837
5,54	2,0477	6,74	5,6112	7,94	1,5610	9,14	4,3902
5,56	2,0037	6,76	5,4922	7,96	1,5282	9,16	4,2987
5,58	1,9606	6,78	5,3757	7,98	1,4961	9,18	4,2091
u	$10^4 K_0(u)$	u	$10^5 K_0(u)$	u	$10^6 K_0(u)$	u	$10^7 K_0(u)$
5,60	19,185	8,80	5,2618	8,00	14,647	9,20	4,1214
5,62	18,773	8,82	5,1503	8,02	14,340	9,22	4,0355
5,64	18,370	8,84	5,0411	8,04	14,039	9,24	3,9514
5,66	17,975	8,86	4,9343	8,06	13,744	9,26	3,8691
5,68	17,590	8,88	4,8298	8,08	13,456	9,28	3,7885
5,70	17,212	6,90	4,7275	8,10	13,173	9,30	3,7096
5,72	16,843	6,92	4,6274	8,12	12,897	9,32	3,6323
5,74	16,482	6,94	4,5295	8,14	12,627	9,34	3,5567
5,76	16,128	6,96	4,4336	8,16	12,362	9,36	3,4826
5,78	15,783	6,98	4,3398	8,18	12,103	9,38	3,4101

5,80	15,444	7,00	4,2480	8,20	11,849	9,40	3,3391
82	15,113	02	4,1581	22	11,601	42	3,2696
84	14,790	04	4,0701	24	11,357	44	3,2015
86	14,473	06	3,9841	26	11,119	46	3,1349
88	14,163	08	3,8998	28	10,886	48	3,0697
5,90	13,860	7,10	3,8174	8,30	10,658	9,50	3,0058
92	13,563	12	3,7367	32	10,435	52	2,9432
94	13,273	14	3,6577	34	10,216	54	2,8820
96	12,989	16	3,5805	36	10,003	56	2,8221
98	12,712	18	3,5048	38	9,7930	58	2,7634
6,00	12,440	7,20	3,4308	8,40	9,5880	9,60	2,7059
02	12,174	22	3,3583	42	9,3873	62	2,6496
04	11,914	24	3,2874	44	9,1908	64	2,5945
06	11,659	26	3,2180	46	8,9984	66	2,5406
08	11,410	28	3,1501	48	8,8101	68	2,4877
6,10	11,167	7,30	3,0836	8,50	8,6258	9,70	2,4360
12	10,928	32	3,0186	52	8,4453	72	2,3854
14	10,695	34	2,9549	54	8,2686	74	2,3358
16	10,467	36	2,8925	56	8,0956	76	2,2873
18	10,244	38	2,8315	58	7,9263	78	2,2397
6,20	10,025	7,40	2,7718	8,60	7,7606	9,80	2,1932
22	9,8114	42	2,7134	62	7,5983	82	2,1476
24	9,6023	44	2,6562	64	7,4395	84	2,1030
26	9,3976	46	2,6002	66	7,2839	86	2,0593
28	9,1974	48	2,5454	68	7,1317	88	2,0166
6,30	9,0014	7,50	2,4918	8,70	6,9827	9,90	1,9747
32	8,8097	52	2,4393	72	6,8367	92	1,9337
34	8,6221	54	2,3879	74	6,6939	94	1,8935
36	8,4385	56	2,3376	76	6,5540	96	1,8542
38	8,2589	58	2,2884	78	6,4171	98	1,8157
						10,00	1,7780

Таблица IV взята из книги Р. О. Кузьмина, Бесселевы функции, ОНТИ, 1935.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

1. Коэффициенты тепло- и электрофизических свойств

λ	— коэффициент теплопроводности	кал/см сек ^{°C}
S	— теплосодержание	кал/г
c	— удельная теплоемкость	кал/г °C
γ	— удельный вес	г/см ³
c_f	— объемная теплоемкость	кал/см ³ °C
$a = \frac{\lambda}{c_f}$	— коэффициент температуропроводности	см ² /сек
α	— коэффициент теплоотдачи	кал/см ² сек °C
α_r и α_k	— коэффициенты лучистого и конвективного теплообмена	кал/см ² сек °C
α_1 и α_2	— коэффициенты теплообмена верхней и нижней поверхности пластины	кал/см ² сек °C
b	— коэффициент теплоотдачи для пластины или стержня ¹	1/сек.
ϵ	— коэффициент черноты	
ρ	— удельное сопротивление	ом см
σ	— коэффициент электропроводности	ом ⁻¹ см ⁻¹

2. Температурное поле

T	— температура твердого тела	°C
T_0	— температура окружающей среды, начальная температура тела	°C
t	— время	сек
T_m	— максимальная температура	°C
t_m	— время наступления максимальной температуры	сек.
Q	— количество теплоты	кал
q	— удельный тепловой поток	кал/см ² сек
q_s	— удельный тепловой поток по заданному направлению ss	»
q_r и q_k	— тепловые потоки лучистого и конвективного теплообмена	»
v	— скорость перемещения источника тепла	см/сек
x, y, z	— прямоугольные координаты подвижной системы	
x_0, y_0, z_0	— прямоугольные координаты неподвижной системы	
R, φ, ψ	— сферические координаты подвижной системы	
r_x, r_y, r_z	— радиусы-векторы относительно осей OX, OY, OZ	
r_z, φ, z	— цилиндрические координаты подвижной системы.	

¹ Для пластины толщиной δ : $b = \frac{2\alpha}{c\gamma\delta}$. Для стержня с периметром поперечного сечения p и площадью поперечного сечения F : $b = \frac{\alpha p}{c\gamma F}$.

$\psi_1(\rho_1, \tau), \psi_2(\rho_2, \tau)$	— коэффициенты теплонасыщения для стержня, пластины и полубесконечного тела	
$\psi_3(\rho_3, \tau)$		
δ	— толщина пластины	см
p	— периметр поперечного сечения стержня	см
F	— площадь поперечного сечения стержня	см ²
$\rho_1 = x \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}$	— безразмерные критерии расстояния и времени для линейного процесса распространения тепла плоского источника, перемещающегося по стержню	
$\tau = t \left(\frac{v^2}{4a} + b \right)$		
$\rho_2 = r \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{b}{a}}$	— безразмерные критерии расстояния и времени для плоского процесса распространения тепла от линейного источника, перемещающегося по пластине	
$\tau = t \left(\frac{v^2}{4a} + b \right)$		
$\rho_3 = \frac{vR}{2a}$	— безразмерные критерии расстояния и времени для пространственного процесса распространения тепла точечного источника, перемещающегося по поверхности полубесконечного тела	
$\tau = \frac{v^2 t}{4a}$		
T_{np}	— температура предельного состояния	°С
t_k	— длительность действия источника	сек.

3. Сварочная дуга

U	— напряжение дуги	в
I	— сварочный ток	а
UI	— электрическая мощность дуги	вт
U_a	— падение напряжения у анодного пятна	в
U_k	— падение напряжения у катодного пятна	в
U_c	— » » в столбе дуги	в
$q_u = \eta_u 0,24 UI$	— эффективная тепловая мощность дуги	кал/сек
$\eta_u = \frac{q_u}{0,24 UI}$	— эффективный к. п. д. процесса нагрева изделия дугой	
j	— плотность тока	а/мм ²
d_a	— диаметр активного пятна дуги	мм
d_u	— диаметр пятна нагрева	мм
F_a и F_k	— площади анодного и катодного пятен	мм ²
r_u	— радиус пятна нагрева	мм
k	— коэффициент сосредоточенности теплового потока дуги	1/см ²
$q_2(r)$	— удельный тепловой поток дуги	кал/см ² сек
q_{2m}	— наибольший удельный тепловой поток дуги	кал/см ² сек

4. Газовое пламя

$V_{C_2H_2}$	— расход ацетилена	л/час
n	— число сопел многопламенной горелки	
d	— диаметр сопла	мм
f	— шаг сопел	мм
l	— рабочая длина горелки	мм
V'	— расход горючего отдельным соплом	л/час
V	— расход горючего всей горелкой	л/час
h	— расстояние от наконечника горелки до нагреваемой поверхности	мм
L	— длина ядра пламени	мм
r	— расстояние точки от оси пламени	мм

φ	— угол наклона сопел горелки к поверхности металла.	град.
q_0	— начальная эффективная мощность пламени.	кал/сек
q	— эффективная мощность пламени.	кал/сек
q_1	— линейная эффективная мощность.	кал/см сек
$q_{\text{низш}}$	— полная мощность пламени, соответствующая нижней теплотворной способности горючего.	кал/сек
$\eta_{\text{и}} = \frac{q}{q_{\text{низш}}}$	— эффективный к. п. д. процесса нагрева изделия пламенем	
q_2	— удельный тепловой поток пламени.	кал/см ² сек
q_{2m}	— наибольший удельный тепловой поток пламени	кал/см сек
r_n	— радиус пятна нагрева.	мм
k	— коэффициент сосредоточенности теплового потока пламени.	1/см ²
$\alpha_{\text{пл}}$	— коэффициент теплообмена между пламенем и нагреваемой поверхностью.	кал/см ² сек °С

5. Нагрев и плавление электрода

l	— длина электрода.	см
d_1	— диаметр электродного стержня.	см
d_2	— средний диаметр слоя покрытия.	см
d_3	— наружный диаметр покрытия.	см
δ	— толщина слоя покрытия.	см
F	— площадь поперечного сечения электрода.	см ²
F_2	— площадь поперечного сечения слоя покрытия.	см ²
α_3	— коэффициент теплоотдачи поверхности покрытия окружающему воздуху.	кал/см ² сек °С
T_1 и T_3	— температура внутренней и наружной поверхности покрытия электрода.	°С
$T(t)$	— средняя по поперечному сечению температура электродного стержня, изменяющаяся со временем.	°С
Q_1 и Q_2	— тепло, затрачиваемое на повышение температуры стержня и слоя покрытия.	кал
Q_3	— тепло, теряющееся через боковую поверхность электрода в окружающую среду.	кал
W	— интенсивность выделения тепла током.	кал/см ³ сек
W_1 и W_2	— интенсивности накопления тепла в стержне и в слое покрытия.	кал/см ³ сек
W_3	— интенсивность теплоотдачи боковой поверхности.	кал/см ³ сек
A, D_{1m}	— постоянные величины, определяемые из опыта.	
T_{np}	— предельная температура нагрева электрода.	°С
nt	— безразмерный критерий времени	
T_k	— средняя температура капель.	°С
$q_{\text{эл}}$	— количество тепла, вводимое дугой в металл электрода.	кал/сек
$\eta_{\text{э}} = \frac{q_{\text{эл}}}{0,24 UI}$	— эффективный к. п. д. процесса нагрева электрода дугой.	
S_T и S_K	— теплосодержание электрода, отнесенное к единице веса стержня, при температурах T_T и T_K .	кал/г
w_0 и w_m	— скорость расплавления электрода в начале и в конце процесса.	см/сек
g_{po} и g_{pm}	— мгновенная производительность расплавления электрода в начале и в конце процесса.	г/сек
α_p	— коэффициент расплавления.	г/а-чаг
$\eta_{\text{г}} = \frac{w_m}{w_0} = \frac{g_{pm}}{g_{po}}$	— коэффициент неравномерности плавления.	

α_n	— коэффициент наплавки.	г/а-час
ϕ	— коэффициент потерь	
$T(x)$	— установившаяся температура в вылете электрода.	°C
$T_T(x)$	— температура нагрева электрода током.	°C
$T_D(x)$	— температура нагрева электрода дугой.	°C
$\nu = \frac{T_k + D_1}{T_0 + D_1}$; $\mu = \frac{T_k \omega_0}{nl(T_0 + D_1)}$; $\tau = \frac{nl}{\omega}$	— безразмерные критерии процесса расплавления электродной проволоки	

6. Проплавление основного металла

L	— длина ванны	мм
B	— ширина ванны.	мм
H	— глубина проплавления.	мм
H_n	— высота наплавки.	мм
H_k	— глубина кратера.	мм
F_n	— площадь зоны наплавки.	мм ²
F_{np}	— площадь зоны проплавления	мм ²
$\mu = \frac{F_{np}}{HB}$	— коэффициент полноты очертания зоны проплавления	
m, m_1, m_2 и m_3	— постоянные коэффициенты различной размерности в выражениях производительности	
$T_{пл}$	— температура плавления металла.	°C
S	— теплосодержание единицы веса основного металла	кал/г
S'	— теплосодержание единицы объема основного металла	кал/см ³
η_t	— термический к. п. д.	
η_{np}	— полный тепловой к. п. д.	
η'_t	— расчетное значение термического к. п. д.	
p	— поправочный коэффициент к расчетному значению термического к. п. д.	
$\varepsilon_3 = \frac{qv}{a^2 S'_{пл}}$	— безразмерные критерии процесса проплавления поверхность массивного тела и процесса сварки тонких листов встык.	
$\varepsilon_2 = \frac{q}{\delta a' S'_{пл}}$		
g_n и g_{np}	— удельная производительность наплавки и проплавления	г/сек

7. Термический цикл околошовной зоны и механические характеристики металла

ω	— скорость охлаждения металла.	°C/сек
T_{min}	— температура наименьшей устойчивости аустенита.	°C
T_M	— температура начала мартенситного превращения.	°C
t_n	— длительность нагрева выше определенной температуры	сек.
t_p	— длительность охлаждения в заданном промежутке температур	сек.
$\omega = \frac{\omega \cdot q/v}{2\pi\lambda (T - T_0)^2}$	— безразмерные критерии процесса охлаждения	
$\theta = \frac{q/v}{\frac{\pi}{2} \delta^2 c_\gamma (T - T_0)}$		

t_1	— момент наступления данной температуры T при нагреве.	сек.
t_2	— момент наступления этой же температуры при охлаждении	сек.
$\theta = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}$	— безразмерная температура	
$\tau_3 = \frac{4at}{r^2}$	— безразмерные критерии длительности нагрева для пространственного, трехмерного (индекс «3») процесса и плоского, двухмерного (индекс «2») процесса.	
$\tau_2 = \frac{4at}{y^2}$		
f_3 и f_2	— коэффициенты, пропорциональные безразмерным длительностям нагрева τ_3 и τ_2	
a_R	— ударная вязкость.	кгм/см ²
φ	— угол загиба.	град.
H_V	— твердость.	
$a_{ср}$	— средние значения ударной вязкости, угла загиба и твердости.	
$H_{ср}$		
k_1	— коэффициент приведения погонной энергии	
k_2	— коэффициент приведения толщины	
k_3	— поправочный коэффициент к расчету длины завариваемого участка	
$k_2 = \frac{t_2}{t_c}$	— коэффициент чистого горения дуги (или коэффициент машинного времени)	
k_q	— коэффициент приведения мощности дуги.	
$(q/v)_{np}$	— приведенное значение погонной энергии	
δ_{np}	— приведенное значение толщины.	мм
α	— угол разделки кромок листов.	град
h_1	— высота 1-го слоя сварного стыкового шва.	мм
F_c	— сечение слоя.	мм ²
t_c	— продолжительность действия источника тепла, равная длительности полной заварки рассматриваемого участка многослойного шва, включая и перерывы	сек
t_n	— длительность перерывов.	сек
$t_2 = t_c - t_n$	— время горения дуги.	сек
l	— длина завариваемого участка.	см
q_p	— расчетная мощность дуги.	кал/сек
T_s	— температура охлаждения 1-го слоя.	°С
T_x	— температура вероятного образования холодных трещин.	°С
t_s	— длительность нагрева околошовной зоны выше температуры T_s	сек.
$\rho_1 = \sqrt{\frac{b}{a}} x $	— относительное расстояние точки стержня от плоского источника.	
$\theta_1 = \frac{2\lambda\delta l}{q} \sqrt{\frac{b}{a}} [T(x, t) - T_0]$	— относительная температура точки стержня	
$\tau = bt$	— относительное время от начала нагрева.	

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.	3
Глава I. Основы расчетов на теплопроводность.	9
§ 1. Теплопроводность металлов.	9
Основное определение (9). Закон теплопроводности Фурье (11).	
§ 2. Поверхностная теплоотдача.	14
Конвективный теплообмен (14). Лучистый теплообмен (15).	
Полная теплоотдача (16).	
§ 3. Уравнение теплопроводности.	17
Вывод дифференциального уравнения теплопроводности (17).	
Коэффициент температуропроводности (20). Частные случаи (20).	
§ 4. Краевые условия и методы расчета.	22
Краевые условия (22). Условие 1-го рода (23). Условие 2-го рода (23). Условие 3-го рода (24). Методы расчета (26).	
§ 5. Мгновенные сосредоточенные источники.	27
Мгновенный точечный источник (27). Мгновенный линейный источник (30). Мгновенный плоский источник (31).	
§ 6. Распределенные и непрерывно действующие источники.	31
Принцип наложения (31). Выравнивание начального распределения температуры (32). Пример 1 (33). Непрерывно действующие сосредоточенные источники (34). Пример 2 (35).	
§ 7. Распространение тепла в ограниченном теле.	37
Изотермическая граница (37). Адиабатическая граница (39). Граница с теплообменом (40). Теплообмен на поверхности пластины и стержня (40). Свободное охлаждение (41). Учет поверхностной теплоотдачи (43).	
§ 8. Численный метод расчета процессов теплопроводности.	43
Линейный процесс распространения тепла (44). Пример 1 (46). Плоский процесс распространения тепла (48). Пример 2 (49).	
Глава II. Расчеты нагрева металла сварочной дугой.	52
§ 9. Сварочная дуга как источник тепла.	52
Сварочная дуга (52). Эффективная мощность (53). Пример (55). Распределение удельного теплового потока дуги (55)	
§ 10. Расчетные схемы нагрева металла дугой.	59
Схемы нагреваемого тела (59). Схемы источника тепла (61). Длительность действия источника тепла (62). Перемещение источника тепла (62).	
§ 11. Процессы распространения тепла мгновенных сосредоточенных источников.	62
Распространение тепла мгновенного точечного источника (64). Распространение тепла мгновенного линейного источника (67). Распространение тепла мгновенного плоского источника (68). Сравнение процессов — пространственного, плоского и линейного (69).	
§ 12. Подвижные сосредоточенные источники постоянной мощности.	70
Схема вывода уравнений (70). Подвижный точечный источник на поверхности полубесконечного тела (71). Подвижный	

	линейный источник в пластине (73). Подвижный плоский источник в стержне (74).	
§ 13.	Нагрев поверхности полубесконечного тела точечным источником. Предельное состояние (74). Неподвижный источник (75). Влияние скорости перемещения источника (76). Температурное поле подвижного источника (79).	74
§ 14.	Нагрев пластины линейным источником. Предельное состояние (80). Температурное поле (81). Влияние условий режима сварки (82). Влияние теплофизических свойств металла (84).	80
§ 15.	Нагрев мощными быстродвижущимися источниками. Точечный источник (85). Оценка приближенного выражения (88). Линейный источник (89).	85
§ 16.	Термический цикл и максимальные температуры. Термический цикл (89). Максимальные температуры в процессе распространения тепла быстродвижущегося точечного источника (92). Максимальные температуры в процессе распространения тепла быстродвижущегося линейного источника (94). Пример (94).	89
§ 17.	Периоды теплонасыщения и выравнивания температуры. Период теплонасыщения (95). Влияние параметров процесса на период теплонасыщения (98). Период выравнивания температуры (99). Пример (101).	95
§ 18.	Влияние ограниченности размеров тела на процесс распространения тепла. Наплавка валика на поверхность листа (103). Пример (107).	102
§ 19.	Пример расчета температуры металла при дуговой сварке. Режим сварки (108). Температурное поле предельного состояния (108). Распределение максимальных температур (110). Термический цикл в точке А (111).	108
<i>Глава III. Расчеты нагрева металла газовым пламенем.</i>		112
§ 20.	Пламя простой горелки как источник тепла. Ацетилено-кислородное пламя (112). Теплообмен между пламенем и нагреваемой поверхностью (113). Изменение теплосодержания тела при нагреве пламенем (114). Эффективная мощность ацетилено-кислородного пламени (115). Влияние различных параметров на эффективную мощность пламени (117).	112
§ 21.	Распределение удельного теплового потока пламени простой горелки. Удельный тепловой поток пламени (120). Пламя как нормально-круговой источник тепла (121). Сравнение тепловых характеристик дуги и газового пламени (125).	120
§ 22.	Пламена сложных горелок. Линейная многопламенная горелка (127). Эффективная мощность пламени (127). Распределение удельного теплового потока пламени линейной горелки (131). Многорядные горелки (134).	126
§ 23.	Расчетные схемы процессов нагрева металла газовым пламенем. Целевое назначение нагрева (135). Схема нагреваемого тела (136). Схема источника тепла (136). Длительность действия источника тепла (136). Перемещение источника тепла (137). Расчетная схема теплообменного источника (138). Коэффициент теплообмена пламени (139). Расчетные схемы (142).	135
§ 24.	Мгновенные нормально-распределенные источники. А. Мгновенный нормально-круговой источник тепла в пластине (143). Б. Мгновенный нормально-полосовой источник тепла в пластине (146).	142
§ 25.	Нагрев пластины нормально-распределенными источниками.	147

§ 26. Нагрев пластины подвижным нормально-круговым источником (149) А. Источник, движущийся с определенной скоростью (149). Б. Быстродвижущийся мощный нормально-полосовой источник (152).	
§ 27. Расчеты нагрева тонкого листа пламенем простой горелки. Пример 1 (155). Пример 2 (157).	155
§ 28. Нагрев пластины неподвижным нормально-полосовым источником.	157
§ 29. Расчеты нагрева тонкого листа пламенем линейной горелки. Пример (161).	159
§ 30. Мгновенный нормально-круговой источник на поверхности полубесконечного тела	162
§ 31. Нагрев полубесконечного тела подвижным нормально-круговым источником. А. Непрерывно действующий нормально-круговой источник (166). Температура центра неподвижного источника (167). Температурное поле предельного состояния (169). Б. Быстродвижущийся мощный нормально-линейный источник (173)	165
§ 32. Расчеты нагрева массивного тела пламенем простой горелки. Пример 1. Расчет длительного нагрева (175). Пример 2. Расчет кратковременного нагрева (177).	175
<i>Глава IV. Расчеты плавления основного и присадочного металла при дуговой сварке</i>	<i>179</i>
§ 33. Нагрев электрода током. Тепловой баланс процесса (180). Удельное сопротивление электродной проволоки (182). Расчет нагрева электрода численным методом (182)	179
§ 34. Приближенный расчет процесса нагрева электрода током. Пример (188).	186
§ 35. Расплавление электрода Тепловой баланс процесса (189) Производительность расплавления (189). Коэффициент расплавления (190). Неравномерность расплавления (191). Производительность процесса наплавки (192).	189
§ 36. Нагрев электрода сварочной дугой	193
§ 37. Нагрев электродной проволоки током и дугой. Температура нагрева током (196). Пример (197). Температура нагрева дугой (198). Пример (199).	195
§ 38. Расплавление электродной проволоки. Скорость расплавления (199). Определение производительности расплавления по данным опытов (201). Пример (202).	199
§ 39. Проплавление основного металла сварочной дугой. Сварочная ванна (204). Зона проплавления (206).	204
§ 40. Размеры ванны и зоны проплавления. Расчетная схема (207). Длина ванны расплавленного металла (208).	207
§ 41. Тепловая эффективность процесса проплавления	210
§ 42. Термический к. п. д. процесса проплавления. Наплавка валика на массивное изделие мощной быстрорежущей дугой (213) Сварка листов встык мощной быстродвижущейся дугой (215) Сварка и наплавка дугой, движущейся с произвольной скоростью (216) Уширенный валик и углубленная дуга (216). Пример (219).	213
§ 43. Производительность процессов наплавки и проплавления. Основные измерители (221). Площади зон наплавки и проплавления (221). Пути повышения производительности дуговой сварки (223). Швы, образуемые преимущественно наплавленным металлом (225) Швы, образуемые преимущественно основным металлом (225).	220

<i>Глава V. Расчеты термического цикла основного металла</i>	227
§ 44. Структурные изменения в зоне термического влияния и их регулирование.	227
Задачи регулирования структурных изменений (227). Структурные изменения в зоне термического влияния углеродистой и низколегированной стали (229). Регулирование термического цикла (232).	
§ 45. Расчет мгновенной скорости охлаждения при данной температуре.	233
Наплавка валика на массивное тело и сварка листов встык (233.) Пример 1 (235). Наплавка валика на лист (236). Пример 2 (237).	
§ 46. Расчет длительности нагрева выше данной температуры при простом термическом цикле	237
Пример (241).	
§ 47. Регулирование простого термического цикла при наплавке и при однопроводной сварке встык.	242
Наплавка валиков (243). Сварка листов встык (245). Влияние флюса на режим охлаждения (246) Методика (валиковая проба) МВТУ (247). Пример расчета режима автоматической однослойной сварки (250). Пример поверочного расчета режима ручной сварки (251).	
§ 48. Термический цикл при многослойной сварке длинными участками.	252
Структурные изменения при сварке длинными участками (253). Расчет скорости охлаждения 1-го слоя (254). Влияние параметров режима (256). Пример 1. Ручная сварка листов встык толщиной 20 мм из стали 50 (257). Пример 2. Автоматическая сварка встык листов толщиной 30 мм из стали НЛ 2 (258).	
§ 49. Термический цикл при многослойной сварке короткими участками.	259
§ 50. Температура охлаждения первого слоя.	262
Расчетная схема (262). Расчет длины завариваемого участка (263). Влияние условий сварки (264). Пример (265).	
§ 51. Длительность нагрева выше данной температуры при многослойной сварке короткими участками	266
Пример (270).	
Приложения	272
Таблица I. Показательные функции (272). Таблица II. Функция интеграла вероятности (274). Таблица III. Интегральная показательная функция (280) Таблица IV. Функция Бесселя от мнимого аргумента второго рода, нулевого порядка (282).	
Условные обозначения	286
1. Коэффициенты тепло- и электрофизических свойств (286). 2. Температурное поле (286). 3. Сварочная дуга (287). 4. Газовое пламя (287). 5. Нагрев и плавление электрода (288). 6. Проплавление основного металла (289). 7. Термический цикл околошовной зоны и механические характеристики металла (289).	
Литература	291

Техн редакторы *С. М. Попова* и *А. Я. Тихонов*. Корректор *Л. Ф. Трофимова*
Обложка художника *А В Петрова*

Сдано в прои.водство 26/1 1951 г. Подписано к печати 20/IX 1951 г. Тираж 6000 экз. Т-07707.
Печ. листов 18,5. Уч.-изд. листов 20,35. Бумаж. л. 9,25. Формат 60×92¹/₁₆. Цена книги 11 р. 20 к.
Заказ № 76.

3-я типография «Красный пролетарий» Главполиграфиздата при Совете Министров СССР,
Москва, Краснопролетарская, 16.

О П Е Ч А Т К И

Строка	Напечатано	Должно быть
Фиг 17, б	- 298°	- 398°
равнение (в)	$= \frac{T_{n-1, n, k} - T_{n, k}}{\Delta x}$	$= \frac{T_{n+1, k} - T_{n, k}}{\Delta x}$
равнение (8.6)	$(T_{n+1, m, k} + T_{n-1, m, k} +$ распределение	$(T_{n+1, m, k} + T_{n-1, m, k} +$ распределен
3-я снизу	$b = 28 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^2 \text{ сек}^\circ\text{C}$	$b = 28 \cdot 10^{-4} \text{ 1/сек}$
фигурный текст к фиг. 43	$c \rho^2$	$c \gamma$
фигурный текст к фиг. 46	$x^2 = y_0^2$	$r_\tau^2 = y_0^2$
5-я сверху	10 сек.	110 сек.
1-я сверху	η_n	η_{1n}
8-я сверху	26	36
3-я сверху	h	h
Фиг. 73, ось абсцисс	$\frac{L}{r^2}$	$\frac{L}{r^2}$
равнение (а)	$\frac{4a(t' + t_0)}{4a(t' + t_0)}$	$\frac{4a(t'' + t_0)}{4a(t'' + t_0)}$
13 я сверху	$= (0,064 + \frac{0,26^2}{4 \cdot 0,08}) \cdot 10 =$	$= (0,0064 + \frac{0,26^2}{4 \cdot 0,08}) \cdot 10 =$
14-я сверху	$= (0,064 + 0,211) \cdot 10 = 2,17$	$= (0,0064 + 0,211) \cdot 10 = 2,17$
10-я сверху	$0,064 \cdot 10 =$ (28.6)	$0,0064 \cdot 10 =$ (28.2)
равнение (31.9)	$T(r, \frac{\pi}{2}, 0, \infty) =$	$T(r, \pi, 0, \infty) =$
фигурный текст к фиг. 109	$T(r, \frac{\pi}{2}, 0, \infty)$	$T(r, \pi, 0, \infty)$
2 я сверху	присадочно	присадочного
17-я сверху	$\frac{\alpha_3}{\text{мм}^2 \text{ }^\circ\text{C}} \cdot 10^{-2}$	$\frac{\alpha_3}{\text{мм}^4 \text{ }^\circ\text{C}} \cdot 10^{-2}$
л 10, графа 4-я	(30.1)	(36.1)
8 я сверху	продолжителен	непродолжителен
16-я снизу	$\frac{q}{v} \cdot 10^3 \text{ кал/сек}$	$\frac{q}{v} \cdot 10^3 \text{ кал/см}$
Фиг 149, оси абсцисс	$l = \frac{0,7^2 \cdot 1,5 \cdot 0,75 \cdot 820^2}{1,4^2 \cdot 0,2 (350 - 20)^2} = 18,6 \text{ см}$	$l = \frac{0,7 \cdot 1,5^2 \cdot 0,75 \cdot 820^2}{1,4^2 \cdot 0,2 (350 - 20)^2} = 18,6 \text{ см}$
3 я снизу	$A_0 770$	$A_0 770$
Фиг 169	кал/см сек	кал/см ² сек
11 я сверху	H_n	A
11 я сверху		

таблица. Расчеты тепловых процессов при сварке.