

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

В.И.Курочкин

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

Куйбышев 1990

Цель настоящего курса – дать представление о физических явлениях, происходящих при теплофизическом воздействии лазерного излучения на материалы и приобретения навыков приближенных расчетов основных характеристик процессов – достигаемых температур, зон термического влияния, скоростей процессов и др.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие народного хозяйства страны требует широкого внедрения в промышленность новых эффективных технологических процессов, основанных на последних достижениях науки и техники. Одно из таких направлений, получивших бурное развитие в последнее десятилетие, — лазерная обработка материалов. Лазер, как источник высококонцентрированного излучения, уже нашел применение при резке, сварке, закалке материалов. Разрабатываются и уже существуют другие технологические процессы, где с успехом используется излучение лазера. Изучение физических процессов, происходящих при воздействии лазерного излучения на материалы, является поэтому весьма актуальным.

Лазерная обработка не является еще установившимся и законченным разделом теории и практики обработки материалов. Однако в разработке теоретических основ процессов, происходящих при воздействии мощных световых потоков на материалы, достигнуты значительные успехи. Сущность процесса воздействия лазерного излучения в том, что энергия излучения превращается в тепловую в зоне обработки. Имеющиеся лазерные установки создают такую концентрацию энергии в луче, что практически возможны все виды термического воздействия на материалы: нагрев до заданной температуры, плавление, испарение с высокими скоростями, создание плазмы вблизи обрабатываемой поверхности. Эти физические режимы воздействия могут использоваться при лазерной закалке, сварке, резке, пробивке отверстий, наплавке, легировании поверхности и др.

Цель настоящего курса — дать представление о физических явлениях, происходящих при теплофизическом воздействии лазерного излучения на материалы и приобретение навыков приближенных расчетов основных характеристик процессов — достигаемых температур, зон тер-

мического влияния, скоростей процессов и др. В первой главе рассмотрены свойства лазерного излучения. Вторая глава посвящена физике передачи лазерного излучения материалам. Содержание третьей главы связано с методами расчета тепловых полей. В четвертой главе рассмотрены процессы, приводящие к разрушению материалов. Пятая глава посвящена воздействию лазерного излучения на аэрозоли. В шестой главе рассмотрены плазменные явления, возникающие при лазерном воздействии на материалы.

ГЛАВА I. СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Физические основы работы лазеров

Лазерное излучение (ЛИ) – это вынужденное монохроматическое излучение. Основная характеристика монохроматического излучения длина волны излучения λ . На рис. I. показаны основные участки спектра длин волн электромагнитного излучения.

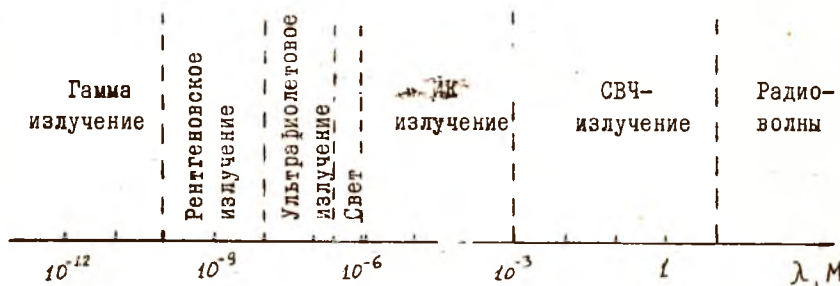


Рис. I

Лазерное излучение перекрывает диапазон длин волн 10^{-5} – 10^{-2} см.

Принцип работы лазеров неотделим от понятия энергетических уровней – значений энергии атома, молекулы или других квантовых систем. Важнейшее свойство квантовой системы – существование на-

бора дискретных уровней энергии $E_0, E_1 \dots E_K$, которые данная система может принимать.

Взаимодействие излучения с веществом основано на скачкообразном переходе квантовой системы с одного уровня энергии на другой, причем при переходе с более высокого уровня энергии E_j на более низкий E_K система отдает энергию, равную $E_j - E_K$, а при обратном переходе поглощает ее. Энергия поглощается или освобождается в виде кванта

$$\hbar \omega = E_j - E_K. \quad (1)$$

Известны такие процессы взаимодействия излучения с веществом, как флуоресценция (спонтанный переход возбужденной частицы на нижний уровень), резонансное поглощение и вынужденное излучение. При вынужденном излучении генерируется два фотона с одинаковой частотой, которые распространяются в одном направлении.

При термодинамическом равновесии населенности уровней j и K квантовой системы определяются распределением Больцмана:

$$\frac{n_j}{n_K} = \frac{g_j}{g_K} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}, \quad (2)$$

где T — температура системы, g_j, g_K — статистические веса соответствующих уровней.

Если монохроматическое излучение проходит через среду, то оно ослабляется в соответствии с законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\mu_\omega x}, \quad (3)$$

где μ_ω — коэффициент поглощения излучения на заданной частоте ω , x — путь, на котором происходит ослабление светового потока, а I — интенсивность излучения.

В равновесной среде всегда $\mu_\omega > 0$. Если в среде создать условия, при которых $n_K / n_j < g_K / g_j$, то коэффициент поглощения станет отрицательным, мощность вынужденного из-

лучения превысит мощность поглощенной энергии, и свет будет усиливаться. Состояние, при котором $n_k/n_s < g_k/g_s$ называется инверсией населенностей, а среда с инверсией населенностей – активной средой. Активная среда есть основа лазера. Принципиальная схема лазера следующая. Активная среда помещается между двумя зеркалами (см. рис. 2.). На одном из зеркал подается заправочное излучение, которое усиливается по мере прохождения между зеркалами.

Усиление тем сильнее, чем длиннее оптический путь луча.



Рис. 2

§ 2. Свойства лазерного излучения

Лазерное излучение характеризуется рядом уникальных свойств. К их числу относится большая интенсивность⁴ (мощность) электромагнитной энергии, высокая монохроматичность, значительная степень временной и пространственной когерентности. Вследствие этого лазерное излучение отличается от других источников электромагнитной энергии очень узкой направленностью своего излучения.

В данном курсе будет рассматриваться излучение с длинами волн 0,4 – 10,6 мкм. Этот диапазон наиболее интересен с технологической точки зрения.

Остановимся кратко на основных свойствах лазерного излучения. Монохроматичность определяет диапазон частот, занимаемых излучением, т.е. ширину его спектра. Степень монохроматичности спектральной линии с длиной волны λ определяется соотношением

$$\mu = \Delta \lambda / \lambda, \quad (4)$$

где $\Delta \lambda$ – ширина спектра.

Для большинства лазеров, работающих в одномодовом режиме,

$M \sim 10^{-10}$, что на несколько порядков превосходит все другие известные источники.

Высокая степень когерентности излучения обуславливает высокую направленность излучения и возможность фокусирования его на площадках малых размеров. Направленность излучения характеризуется телесным углом, охватывающим основную часть излучаемой энергии. Теоретическое значение расходимости, определенное по уровню половинной мощности, составляет значение

$$\theta_{0.5} = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (5)$$

где D — диаметр излучения.

Для CO_2 — лазера при $D = 1$ см $\theta_{0.5} \sim 10^{-3}$ рад. В действительности по различным техническим причинам расходимость может превышать теоретическую на порядок.

При фокусировке пучка лазерного излучения с расходимостью θ минимальный размер пятна, который можно получить при фокусировке пучка линзой с фокусным расстоянием F , определяется выражением

$$r_f = F \theta. \quad (6)$$

Мощность лазерного излучения, достигнутая в настоящее время у непрерывных лазеров, составляют единицы и десятки киловатт. У импульсных лазеров мощность в импульсе может доходить до Гигаватт. Это сравнимо с мощностью целой электростанции. Интенсивности излучения зависят от степени фокусировки. Для технологических целей наиболее интересны интенсивности, находящиеся в диапазоне $10^4 - 10^8$ Вт/см². Для сравнения скажем, что интегральная интенсивность электромагнитной энергии, излучаемая поверхностью Солнца с площадки в 1 см², составляет $7 \cdot 10^3$ Вт/см².

§ 3. Типы лазеров

Лазеры отличаются прежде всего по активным средам, способу накачки и способу генерации излучения. В качестве активных сред используются твердые тела, жидкости и газы. Активная среда определяет длину волны излучения. Из твердотельных лазеров наиболее из-

вестен лазер на рубине ($\lambda = 0,69$ мкм). Из газовых лазеров наибольшую известность приобрел лазер на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм). Способ накачки определяется методом получения инверсии населенностей. Здесь чаще используются электрические поля, электронные потоки и химические реакции.

Одной из важнейших характеристик лазерного излучения является его временная характеристика. Наиболее простой режим генерации – непрерывный. При этом интенсивность излучения постоянна во времени. При работе твердотельных импульсных лазеров в режиме свободной генерации излучение с суммарной длительностью $\tau \sim 10^{-3}$ с состоит из серии последовательных пиков с продолжительностью около 10^{-6} с и промежутками между ними $(1 + 5) \cdot 10^{-6}$ с. Разработаны лазеры, особенностью которых является генерация пиков одинаковой амплитуды, следующих с постоянной скважностью (упорядоченная генерация).

Модулирование добротности резонатора лазера позволяет получить импульсы большой мощности, по форме близкие к треугольным, с длительностью $10^{-7} - 10^{-9}$ с. В последнее время появились импульсно-периодические лазеры с регулируемой частотой следования импульсов.

В заключение отметим, что наряду с рядом преимуществ лазеры имеют и недостатки: чрезвычайную сложность этих приборов и низкий коэффициент полезного действия, который составляет несколько процентов для твердотельных лазеров и не более 20% для молекулярных лазеров. Сложность конструкции и низкий КПД являются сдерживающими факторами при внедрении лазерной технологии.

Задачи

1. Какова энергия кванта излучения CO_2 - лазера?
2. Оценить минимально возможный размер пятна излучения при фокусировке излучения CO_2 - лазера с первоначальным диаметром луча $d=5$ см.
3. Какова должна быть длина волны излучения лазера, передающего энергию излучения с Земли на спутник Земли, находящийся на расстоянии $H=200$ км, если первоначальный диаметр луча 1 м, а диаметр улавливающего энергию излучения элемента 5 м?

ГЛАВА 2. ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИСТОЧНИК НАГРЕВА МАТЕРИАЛОВ

§ 4. Передача энергии излучения материалам

Падающий на поверхность материала световой поток частично отражается, а частично проходит вглубь объема тела и поглощается в нем. Внутри и на поверхности тела начинает действовать тепловой источник, распределенный в пространстве и времени определенным образом. Пусть $I_0(x, y, t)$ есть интенсивность светового потока, падающего на поверхность тела. Интенсивность излучения внутри материала будет определяться законом Бугера:

$$I(x, y, z, t) = A I_0(x, y, t) e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

где A — поглощательная способность материала, α — показатель поглощения. Для металлов $\alpha \sim 10^4 + 10^5 \text{ см}^{-1}$, поэтому световой поток поглощается практически весь в узком поверхностном слое толщиной $\delta \sim 10^{-4} + 10^{-5} \text{ см}$.

Кванты света поглощаются электронами проводимости, что приводит к повышению их энергии. Часть энергии электронов передается решетке, однако эффективность передачи невелика вследствие большой разницы масс электронов и ионов. Поэтому электронный газ значительно нагревается по сравнению с решеткой.

Электронный газ и решетка в металле представляют собой две слабо взаимодействующие подсистемы. Частоты релаксации для электронного газа ν_{ee} и ионов ν_{ii} существенно больше частоты релаксации для обмена энергией между ними ν_{ei} . В этом случае электронный газ и решетку можно характеризовать в отдельности электронной T_e и решеточной T_i температурами.

Численно $\nu_{ii} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\nu_{ee} \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\nu_{ei} \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, равновесие в электронной системе наступает при $t > \nu_{ee}^{-1} \sim 10^{-14} \text{ с}$, равновесие в решетке наступает при $t > \nu_{ii}^{-1} \sim 10^{-13} \text{ с}$. В дальнейшем, по мере передачи энергии от электронов к ионам, решетка начинает нагреваться, стремясь к выравниванию T_e и T_i . Полное равновесие наступает, начиная со времени $t > 100 \nu_{ei}^{-1} \sim 10^{-9} \text{ с}$. С этого момента времени можно говорить, что металл имеет температуру $T_e = T_i = T$.

Поглощенная поверхностным слоем энергия передается от зоны воздействия вглубь материала различными механизмами теплопроводности - электронным, фоновым и лучистым. При температурах от нескольких сотен до нескольких тысяч градусов преобладающим механизмом является электронная теплопроводность.

§ 5. Уравнение температуропроводности.

Как было показано выше, начиная с времени $t > 10^{-9}$ с от начала действия излучения металл приходит в равновесное состояние, т.е. процесс распространения тепла в металле может быть описан с позиций теории теплопроводности. В общем случае движущихся сред задача о нагреве тела описывается уравнением теплопроводности в форме

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) + \operatorname{div} \vec{q}_e = q_v, \quad (8)$$

$$\vec{q}_e = - \lambda_e \operatorname{grad} T, \quad (9)$$

где $\vec{u}$ - поле скоростей, q_v - объемное тепловыделение в системе, ρ - плотность, c - теплоемкость материала, λ_e - коэффициент электронной теплопроводности.

Для металлов ρ , c и λ_e слабо зависят от температуры, и далее они будут полагаться константами. Если, кроме того, среда неподвижна, а поглощение происходит в тонком поверхностном слое, которое учитывается в граничных условиях, то система (8) - (9) упрощается:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T, \quad (10)$$

где $a = \rho c / \lambda$ - коэффициент температуропроводности. Уравнение (10) называется уравнением температуропроводности.

Согласно справочным данным, для стали $\lambda = 46,5$ Вт/М·К,
 $a = 1,25 \cdot 10^{-5}$ м²/с.

§ 6. Краевые условия

Для полной постановки задачи процесса нагрева уравнение (10) необходимо дополнить краевыми условиями, в которые входят начальные и граничные условия. Начальное условие ставится просто:

$$T|_{t=0} = T_n(x, y, z). \quad (11)$$

Постановку граничных условий рассмотрим на примере полубесконечного тела. В зависимости от физической ситуации на границе тела можно выделить несколько типов граничных условий, которые рассматриваются ниже.

1. Граничное условие I рода ставится в случае, когда на границе тела задана температура поверхности:

$$T|_{z=0} = \Phi(x, y, t). \quad (12)$$

2. Граничное условие II рода ставится в случае, когда на границе тела задан тепловой поток:

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = f(x, y, t). \quad (13)$$

3. Граничное условие III рода ставится в случае, если на границе тела существует интенсивный теплообмен со средой:

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \beta (T_{ср} - T)|_{z=0}, \quad (14)$$

где $T_{ср}$ - температура среды, β - коэффициент теплоотдачи.

4. Граничные условия IV рода ставятся на границе раздела двухслойного материала. При этом в каждом слое записывается свое уравнение температуропроводности:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \Delta T_1, \quad \frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \Delta T_2, \quad (15)$$

а на границе раздела ставятся условия:

$$T_1 = T_2, \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}. \quad (16)$$

В случае неидеальности контакта на границе раздела или при наличии фазовых переходов граничные условия усложняются.

При воздействии лазерного излучения на полубесконечное тело на его границе ставится граничное условие второго рода в форме:

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = A I(x, y, t) \equiv q(x, y, t), \quad (17)$$

где $I(x, y, t)$ — интенсивность падающего на поверхность излучения.

Обычно интенсивность падающего излучения аппроксимируют либо константой, либо гауссовым источником в форме

$$I = I_0 \exp(-\kappa r^2), \quad (18)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$, κ — коэффициент сосредоточенности.

Суммарная мощность излучения при этом равна

$$W = 2\pi \int_0^\infty r I_0 dr = \frac{\pi I_0}{\kappa} = \pi I_0 r_f^2, \quad (19)$$

где r_f — эффективный радиус пятна.

§ 7. Критерий одномерности нагрева

Уравнение температуропроводности (10) трехмерное. Это существенно затрудняет получение решения. Однако в ряде случаев оказывается возможным ограничиться одномерным уравнением. Очевидно, что это возможно тогда, когда глубина проникновения тепла за время воздействия много меньше радиуса пятна излучения. Приближенный критерий одномерности можно получить из грубой аппроксима-

ции уравнения (10). Заменяем в этом уравнении все величины их характерными значениями:

$$\frac{T}{\tau} \sim a \frac{T}{h^2}, \quad (20)$$

где τ - время воздействия, h - глубина проникновения тепла за время τ . Из (20), получаем, что

$$h \sim \sqrt{\frac{a}{\tau}}. \quad (21)$$

Если $h \ll r_f^2$ то вместо трехмерного уравнения (10) можно пользоваться одномерным уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (22)$$

Задачи

1. Поставить задачу нагрева и последующего остывания полубесконечного тела, если интенсивность излучения задана функцией времени в виде

$$I = \begin{cases} I_0 = \text{const}, & 0 < t < \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases}$$

2. Поставить задачу нагрева пластины конечной толщины гауссовым источником излучения, если теплоотдача с поверхностей пластины отсутствует.

3. Полубесконечное железное тело нагревается источником излучения с гауссовым распределением. Определить времена, при которых еще можно пользоваться одномерным приближением, если коэффициент сосредоточенности равен 100 см^{-2} .

4. Какова интенсивность излучения в центре пятна с гауссовым распределением, если мощность излучения $\dot{W} = 1 \text{ кВт}$, а эффективный радиус пятна излучения $r_f = 0,5 \text{ мм}$?

ГЛАВА 3. РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ

§ 8. Решение уравнения температуропроводности методом источника

Уравнение (10) хорошо изучено в курсе уравнений математической физики. Существуют несколько способов его решения: методы преобразований Фурье и Лапласа, метод источника и численные методы. В настоящем курсе будет рассмотрено решение уравнения типа (10) методом источника, или, как его еще называют, методом функции Грина. Суть метода легко продемонстрировать на примере распространения тепла от точечного источника в неограниченном теле.

Пусть в некоторой точке $\vec{r}' = (x', y', z')$ неограниченного тела в момент времени $t = 0$ выделилось количество тепла Q . Тогда температура в любой точке тела $\vec{r} = (x, y, z)$ в момент времени $t > 0$ будет равна:

$$T(\vec{r}, t) = \frac{Q}{\rho c} G(\vec{r}, \vec{r}', t), \quad (23)$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}', t) = \frac{\exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{4at}\right]}{(4\pi at)^{3/2}}. \quad (24)$$

Функция $G(\vec{r}, \vec{r}', t)$ есть функция Грина для уравнения (10) в неограниченном теле. Непосредственной подстановкой легко убедиться, что функция $G(\vec{r}, \vec{r}', t)$ тождественно удовлетворяет уравнению (10).

Рассмотрим более сложную задачу. Пусть в начальный момент времени имеется начальное распределение температуры $T(\vec{r}, 0) = f(\vec{r})$, т.е. задано начальное условие. Источников нагрева нет. Необходимо рассчитать тепловое поле в произвольный момент времени. Для этого разобьем весь объем на малые элементы объема $d\vec{r} = dx dy dz$. Количество тепла, имеющегося в элементе $d\vec{r}'$ вблизи точки $\vec{r}'$, есть

$$dQ(\vec{r}', t) = \rho c f(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (25)$$

Каждый элемент $d\vec{r}'$ будет давать вклад в температуру в точке $\vec{r}$ в момент времени t в виде

$$dT(\vec{r}, t) = \frac{dQ}{\rho c} G(\vec{r}, \vec{r}', t) = f(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}', t) d\vec{r}'. \quad (26)$$

Для расчета полного вклада в температуру в точке $\vec{r}$ необходимо проинтегрировать выражение (26) по всему объему тела. В результате получим:

$$T(\vec{r}, t) = \iiint f(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}', t) d\vec{r}'. \quad (27)$$

Таким образом, (27) есть решение уравнения (10) для неограниченного тела с заданным начальным условием.

В данном курсе наиболее интересна задача нагрева полубесконечного тела. Здесь также может с успехом применяться метод источника. Необходимо только найти соответствующую функцию Грина, которая определяется индивидуально, исходя из геометрии задачи и рода граничных условий. Наиболее часто используемый метод поиска функции Грина — метод отображений.

Приведем без вывода решение тепловых задач для полубесконечного тела с граничными условиями I-го и II-го рода, встречающихся при расчетах процессов взаимодействия лазерного излучения с материалами.

I.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T + F(\vec{r}, t), \quad z, t > 0, \quad (28)$$

$$T|_{t=0} = f(\vec{r}).$$

$$T|_{z=0} = \Phi(x, y, t).$$

Функция Грина для этой задачи имеет вид [6] :

$$G_1(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t) = G(\vec{r}, \vec{r}', t) - G(\vec{r}, \vec{r}'', t), \quad (29)$$

где $G(\vec{r}, \vec{r}', t)$ определяется выражением (28),
 $\vec{r}'' = (x', y', -z')$.

Решение задачи (28) запишется в форме:

$$\begin{aligned}
 T(\vec{r}, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' \int_0^{\infty} f(\vec{r}') G_1(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t) dz' + \\
 & + a \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' \Phi(x', y', t') G_{1z}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t-t') + \\
 & + \int_0^t dt' \int_0^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' F(\vec{r}', t') G_1(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t-t'), \quad (30)
 \end{aligned}$$

$$\vec{r}_0'' = \vec{r}_0' = (x', y', 0).$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad \frac{\partial T}{\partial t} &= a \Delta T + F(\vec{r}, t); \quad z, t > 0 \\
 T|_{t=0} &= f(\vec{r}), \quad (31) \\
 -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \Phi(x, y, t).
 \end{aligned}$$

Функция Грина для этой задачи имеет вид [6]:

$$G_2(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t) = G(\vec{r}, \vec{r}', t) + G(\vec{r}, \vec{r}'', t). \quad (32)$$

Решение задачи (31) запишется в форме:

$$\begin{aligned}
 T(\vec{r}, t) = & \int_0^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' f(\vec{r}') G_2(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t) + \\
 & + \frac{a}{\lambda} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' \Phi(x', y', t') G_2(\vec{r}, \vec{r}_0, \vec{r}_0'', t-t') + \\
 & + \int_0^t dt' \int_0^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{r}', t') G_2(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t-t') dx' dy'.
 \end{aligned} \quad (33)$$

§ 9. Нагрев полубесконечного тела постоянным источником

Рассмотрим задачу одномерного нагрева полубесконечного тела непрерывным источником лазерного излучения интенсивностью I_0 . Математическая постановка задачи следующая:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (34)$$

$$T|_{z=0} = 0,$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_0 = A I_0 = \text{const.}$$

Задача (34) есть частный случай задачи (31) при $F = f = 0$ и $\Phi = -q_0/\lambda$. Из выражений (32) и (33) получим:

$$\begin{aligned}
 T(z, t) &= \frac{2\alpha q_0}{\lambda} \int_0^t dt' \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_0')^2}{4a(t-t')}\right]}{[4\pi a(t-t')]^{3/2}} dx' dy' = \\
 &= \frac{2\alpha q_0}{\lambda} \int_0^t dt' \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(x-x')^2}{4a(t-t')}\right]}{[4\pi a(t-t')]^{1/2}} dx' \right]^2 \times \\
 &\times \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-t')}\right]}{[4\pi a(t-t')]^{1/2}} = \frac{2\alpha q_0}{\lambda} \int_0^t \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-t')}\right]}{[4\pi a(t-t')]^{1/2}} dt'
 \end{aligned}$$

Произведем замену $v^2 = z^2/4a(t-t')$. Тогда после несложных преобразований получим:

$$\begin{aligned}
 T(z, t) &= \frac{\alpha q_0 z}{\sqrt{\pi} \lambda} \int_0^t \frac{e^{-v^2}}{v^2} dv = \\
 &= \frac{\alpha q_0 z}{\sqrt{\pi} \lambda} \left[-\frac{\sqrt{\pi}}{v} \operatorname{ierfc} v \right]_{\frac{z}{\sqrt{4at}}}^{\infty} = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{at} \operatorname{ierfc} \frac{z}{\sqrt{4at}}
 \end{aligned} \tag{35}$$

Температура поверхности тела будет изменяться по закону:

$$T_s = T(0, t) = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{at} \operatorname{ierfc}(0) = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{at}{\pi}} \tag{36}$$

При нагреве полубесконечного тела гауссовым источником излучения математическая формулировка задачи с учетом радиальной симметрии становится двумерной:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T \equiv a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (37)$$

После преобразований, аналогичных приведенным выше, получим квадратурную формулу в виде:

$$T(z, r, t) = \frac{W}{4\pi\lambda\sqrt{\pi}a} \int_0^t \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{4at'} - \frac{r^2}{4a(t'+t_0)}\right]}{\sqrt{t'}(t'+t_0)} dt', \quad (38)$$

где $W = \pi q_0 / \kappa$, $t_0 = 1/4a\kappa$.

В частности, для $z = 0$, $r = 0$, получим

$$T(0, 0, t) = \frac{W}{4\pi\lambda\sqrt{\pi}a} \int_0^t \frac{dt'}{\sqrt{t'}(t_0+t')} = \frac{2T_c}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}}, \quad (39)$$

$$\text{где } T_c = \frac{W}{2\lambda} \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} = \frac{A W}{2\lambda\sqrt{\pi}t_f}. \quad (40)$$

При $t \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_c$. Таким образом, T_c есть предельная температура в центре пятна, которая достигается при длительном воздействии гауссова источника излучения.

При небольших временах воздействия $t \ll t_0$ задача (37) по существу одномерная. При этом из (38) получим:

$$T(z, r, t) = \frac{W \exp\left(-\frac{r^2}{r_f^2}\right)}{4\pi\lambda\sqrt{\pi}a} \int_0^t \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{4at'}\right)}{\sqrt{t'}} dt' = \quad (41)$$

$$= \frac{2q_0}{\lambda} \exp\left(-\frac{r^2}{r_f^2}\right) \sqrt{at'} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{at'}}.$$

§ 10. Охлаждение полубесконечного тела после окончания действия излучения

Пусть полубесконечное тело нагревается излучением, действующим конечное время τ . В одномерной постановке это означает, что интенсивность меняется по закону:

$$I(t) = \begin{cases} I_0, & 0 < t \leq \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases} \quad (42)$$

К моменту окончания действия излучения профиль температуры $T(z)$ определяется формулой (36). После окончания действия излучения задачу можно сформулировать следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (43)$$

$$T|_{t=\tau} = f(z), \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0.$$

Решение поставленной задачи получим из квадратурной формулы (33):

$$\begin{aligned} T(z, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dy' \int_0^{\infty} dz' f(z') G_1(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'', t - \tau) = \\ &= \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(x-x')^2}{4a(t-\tau)}\right]}{\sqrt{4\pi a(t-\tau)}} dt \right\}^2 \times \int_0^{\infty} \frac{f(z')}{\sqrt{4\pi a(t-\tau)}} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z')^2}{4a(t-\tau)}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z')^2}{4a(t-\tau)}\right] \right\} dz' = \\ &= \frac{1}{\sqrt{4\pi a(t-\tau)}} \int_0^{\infty} f(z') \times \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z')^2}{4a(t-\tau)}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z')^2}{4a(t-\tau)}\right] \right\} dz'. \end{aligned} \quad (44)$$

Для получения окончательного решения в уравнение (44) необходимо подставить функцию (36) и проинтегрировать. Однако этот путь довольно трудоемкий. Задачу можно решить проще, если воспользоваться линейностью уравнений и ввести понятие стока тепла. Представим выражение (42) в форме:

$$q = A I = q_1 + q_2$$

$$q_1 = q_0 = \text{const}, \quad q_2 = \begin{cases} 0, & t \leq \tau \\ -q_0, & t > \tau \end{cases} \quad (45)$$

Вместо задачи (43) поставим две задачи:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad t > 0,$$

$$T_1|_{t=0} = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_1; \quad (46)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}, \quad t > 0, \quad (47)$$

$$T_2|_{t=0} = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_2.$$

Вследствие линейности уравнений решение исходной задачи будет:

$$\begin{aligned} T &= T_1 + T_2 = \\ &= \frac{2q_0}{\lambda} \left[\sqrt{at} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} - \sqrt{a(t-\tau)} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a(t-\tau)}} \right]. \end{aligned} \quad (48)$$

На поверхности тела температура будет меняться по закону:

$$T(0, t) = \frac{2 q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \left(\sqrt{t} - \sqrt{t - \tau} \right). \quad (49)$$

В частности, при $t \gg \tau$ будем иметь:

$$T(0, t) = \frac{1}{2} T_{\max} \left(\frac{\tau}{t} \right)^{1/2}, \quad (50)$$

где $T_{\max} = \frac{2 q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a \tau}{\pi}}$ — максимальная температура

поверхности к концу действия импульса.

Рассмотренный метод стока может быть применен и к задаче охлаждения полубесконечного тела, нагретого импульсом лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности. Например, температура в центре пятна на поверхности тела при $t > \tau$ будет вычисляться по формуле:

$$T(0, 0, t) = \frac{2 T_c}{\pi} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t - \tau}{t_0}} \right]. \quad (51)$$

§ II. Скорости нагрева и охлаждения

При обработке материалов лазерным излучением чрезвычайно важное значение имеют скорости нагрева и особенно охлаждения, т.к. от этих параметров зависит ход процессов фазовой перестройки решетки металла при его закалке.

Скорости нагрева и охлаждения легко рассчитываются по известному температурному полю. Действительно, используя выражение (35), получим:

$$v_H = \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q_0}{\lambda} \left[\sqrt{\frac{a}{t}} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} + \frac{z}{2t} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} \right]. \quad (52)$$

Здесь $\operatorname{erfc} x = 1 - \operatorname{erfc} x$

В частности, на поверхности нагрева

$$v_H = \frac{q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\pi t}} = \frac{T(0, t)}{2t} \quad (53)$$

На этапе охлаждения при $t > \tau$ соответственно будем иметь:

$$v_{охл} = \frac{q_0}{\lambda} \left[\sqrt{\frac{a}{t}} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} + \frac{z}{2t} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{a}{t-\tau}} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{a(t-\tau)}} + \frac{z}{2(t-\tau)} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{a(t-\tau)}} \right] \quad (54)$$

На поверхности тела получим:

$$v_{охл}(z=0) = \frac{q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \left(\frac{1}{t} - \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \right) \quad (55)$$

§ 12. Критические плотности потоков

Знание температурного поля материала позволяет определить критические плотности потоков, требуемые для достижения за данный промежуток времени τ в некоторой точке на поверхности или объема материала заданной температуры. В частности, может быть определена плотность потока, приводящая к разрушению материала. Под разрушением понимается достижение на поверхности обрабатываемого материала температуры плавления T_m или кипения T_b при нормальном давлении.

Используя одномерную модель нагрева полубесконечного тела тепловым источником с постоянной во времени плотностью потока, можно получить соотношение для расчета интенсивности, требуемой

для достижения на поверхности температуры T_m .

$$q_*^{(1)} = \frac{0.86 \lambda T_m}{\sqrt{a \tau}} \quad (56)$$

На основе одномерной модели можно оценить время, необходимое для достижения на поверхности материала температуры T_m при нагреве тепловым источником постоянной интенсивности q .

$$\tau_m = \frac{0.8 \lambda^2 T_m^2}{a q^2} \quad (57)$$

Аналогично может быть оценена плотность потока, необходимая для достижения на поверхности материала температуры T_B :

$$q_*^{(2)} = \frac{0.86 \lambda T_B}{\sqrt{a \tau}} \quad (58)$$

При достижении на поверхности температуры T_B начинается интенсивное испарение материала. Если принять $\tau = 10^{-3}$ сек, то для стали численно:

$$q_*^{(1)} = 1.1 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2, \quad q_*^{(2)} = 2.2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2 \quad (T_B = 3100^\circ \text{C})$$

§ 13. Упрочнение металлов и сплавов

При нагреве металлов и их сплавов могут происходить процессы, связанные с фазовыми переходами в твердом состоянии, растворение легирующих добавок в сплавах, измельчение доменной структуры, рост дислокаций и т.д. Эти процессы приводят к улучшению свойств материала, и, в первую очередь, к упрочнению и закалке. Процесс закалки начинается при достижении в материале определенной температуры T_3 . Процессы, приводящие к закалке, могут быть как обратимыми, так и необратимыми. Если доминируют необратимые процессы, то для закалки достаточно нагреть материал до температуры, превышающей T_3 , но без

разрушения поверхности, и выдержать его при этой температуре время, необходимое для завершения процессов перестройки. При доминировании необратимых процессов для закалки используют быстрое охлаждение материала, при котором обратные процессы не успевают произойти.

Сущность и отличительные черты лазерной закалки состоят в том, что большая концентрация электромагнитной энергии обеспечивает быстрый нагрев тонкого поверхностного слоя и столь же быстрое охлаждение за счет рассасывания тепла. Для достижения быстрых скоростей охлаждения при лазерной обработке, как правило, достаточно, чтобы обратные процессы были подавлены. Формирование длительных во времени импульсов может обеспечить завершение процессов перестройки в твердой фазе, если время этой перестройки достаточно мало.

В настоящее время не существует физических моделей, по которым можно было бы достаточно точно рассчитать необходимые параметры теплового источника, приводящие к упрочнению. В каждом конкретном случае режимы воздействия подбираются экспериментально. Однако известно, что для большинства железоуглеродистых сталей закалка происходит, если поверхность материала нагревается до температур, превышающих T_3 .

Полученные выше решения теплофизических задач можно использовать для расчета зон термического влияния и, в частности, глубины закалки, под которой в дальнейшем будем понимать глубину, на которую проникла изотерма с температурой, равной T_3 . Для одномерной модели для определения глубины закалки получим уравнение:

$$T_3 = \frac{2\sqrt{a} q_0}{\lambda} \left\{ \sqrt{t} \operatorname{ierfc} \left[\frac{z_3(t)}{\sqrt{4at}} \right] - \sqrt{(t-\tau)} \operatorname{ierfc} \left[\frac{z_3(t)}{\sqrt{4a(t-\tau)}} \right] \right\}. \quad (59)$$

При $t_0 > \tau$ $z_3(t_0) = z_{max}$

Зависимость $z_{max} / \sqrt{a\tau}$ от $\beta = T_3 / T_s$ где $T_s = T(0, \tau)$ представлена на рис. 3. При $\beta < 0,3$ приведенная зависимость

описывается выражением

$$Z_{max} = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{a\tau}{2e}} , \quad (60)$$

или $Z' = 0,429/b , \quad (61)$

где

$$Z = Z_{max} / \sqrt{a\tau} .$$

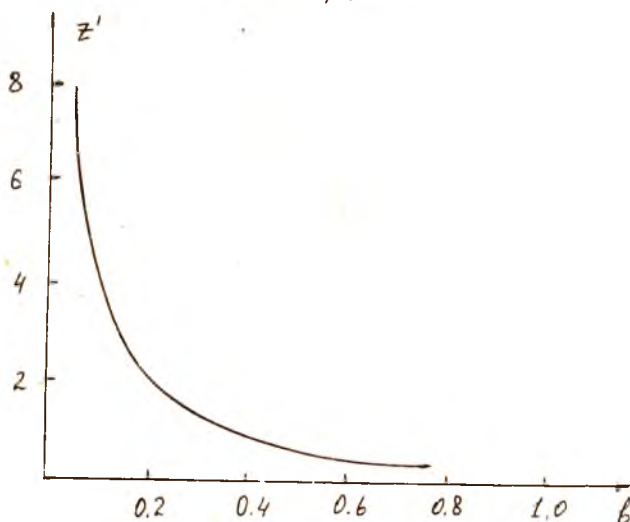


Рис. 3

При $b > 0,3$ предложена аппроксимация [3] :

$$Z' = 3.8 \exp(-3.3 b) , \quad 0.3 < b < 0.75 , \quad (62)$$

$$Z' = 1.24 (1-b) , \quad 0.75 < b < 1 .$$

При определении зависимости глубины упрочненного слоя для движущегося источника пользуются приближением, заключающимся в том,

что действие движущегося источника заменяется на действие неподвижного постоянного источника с временем импульса $t = 2r/v$ (здесь r - эффективный размер луча, v - скорость перемещения лазера). В этом приближении размер зоны закалки определяется по приближенной формуле:

$$Z_3 = \sqrt{8ar/\pi v} - \pi a c r^2 \rho T_3 / AW. \quad (63)$$

Расчет по формулам (60-63) дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для ряда железоуглеродистых сталей (сталь 45, ШХ15, 40Х и др.).

Задачи.

1. Исходя из квадратурной формулы (33), получить аналогичное выражение для температуры полубесконечного тела на оси, перпендикулярной к центру пятна излучения постоянной интенсивности с нормально-круговым распределением:

$$q = \begin{cases} q_0, & x^2 + y^2 \leq r_0^2 \\ 0, & x^2 + y^2 > r_0^2 \end{cases}$$

2. Полубесконечное тело нагревается импульсным излучением с $q_0 = 5 \cdot 10^4$ Вт/см², $\tau = 10^{-3}$ с. Воспользовавшись одномерным приближением, вычислить температуру поверхности тела при $t = 0,5 \tau$, 10τ , 100τ . ($\alpha = 0,15$ см²/с, $\lambda = 0,5$ Вт/см·К).

3. Полубесконечное тело нагревается гауссовым источником излучения длительностью $\tau = 10^{-2}$ сек, коэффициент сосредоточенности $K = 100$ см⁻². К концу действия импульса излучения в центре пятна достигается температура плавления $T_{пл} = 1500^\circ\text{C}$. Какова интенсивность излучения в центре пятна, если $A=1$, $a = 0,15$ см²/с, $\lambda = 50$ Вт/м·К?

4. Для данных задачи 2 рассчитать скорость нагрева поверхности при $t = 0,5 \tau$, τ и скорость охлаждения при $t = 1,01 \tau$, 100τ .

5. Рассчитать критическую плотность потока q_c (2) при нагреве стали импульсом излучения с длительностью $\tau = 10^{-6}$ сек, 10^{-3} сек, если $T_B = 31000^\circ\text{C}$.

6. Рассчитать глубину закалки стали для данных задачи 2, если $T_3 = 850^\circ\text{C}$.

7. Необходимо получить закаленный слой стали толщиной 10 мкм и размером $\sim = 3$ мм с помощью лазера мощностью $W = 1$ квт. С какой скоростью необходимо перемещать луч лазера, если $A = 0,5$?

ГЛАВА 4. РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

§ 14. Диаграмма процессов при лазерном воздействии

Нагрев материалов до температур, меньших температуры плавления, требует относительно небольших плотностей потоков лазерного излучения и времен воздействия. Увеличение интенсивности и времени воздействия приводит к плавлению материала. Режимы, приводящие к плавлению материала могут использоваться для сварки материалов. Дальнейшее увеличение интенсивности до температур, превышающих T_B , приводит к интенсивному испарению материалов, которое можно использовать для размерной обработки материалов, резки, пробивки отверстий. Если продолжать увеличивать I_0 и далее, то это приводит к оптическому пробое у поверхности. Режимы с пробоем могут использоваться для легирования материала из области плазмы. Кроме того, пробоем у поверхности подобен плоскому взрыву, при котором вглубь материала распространяется ударная волна. Возникает эффект ударного упрочнения.

Режим воздействия зависит от двух основных параметров — интенсивности излучения и времени воздействия. На рис. 4 приведена диаграмма процессов, происходящих при лазерном воздействии на железо. Аналогичные диаграммы для других металлов и сплавов мало отличаются от представленной.

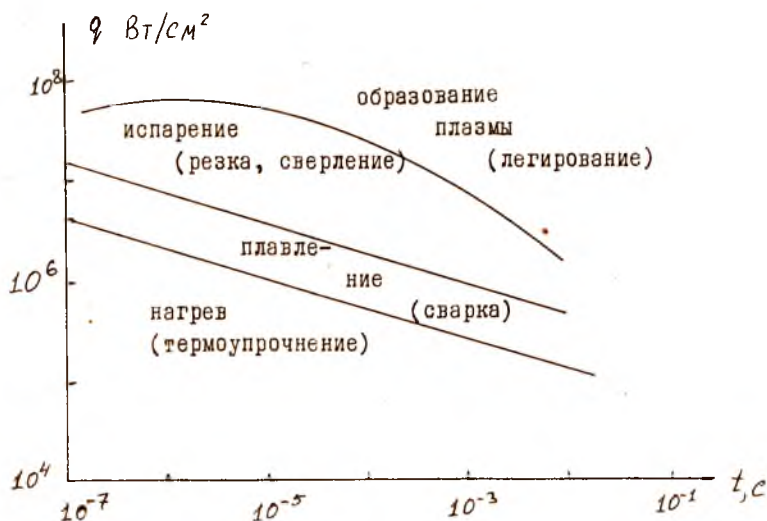


Рис. 4

§ 15. Плавление материала

Воздействие лазерного излучения на материалы с плотностью потока, превышающей $q_{\text{п}}^{(1)}$, приводит к формированию на поверхности зоны обработки расплава, объем которого с течением времени увеличивается. Форма расплавленной области тела, называемой ванной расплава, непрерывно меняется. Форма ванны расплава зависит от свойств материала и параметров излучения. На поверхности может возникнуть как тонкий слой расплава при относительно невысоких плотностях потока, так и глубокое проплавление, при котором отношение глубины расплава к его диаметру может быть значительно больше единицы. Форма ванны расплава в значительной степени зависит от поведения расплава в ванне. Движение в ванне расплава может носить как ламинарный, так и турбулентный режим. Если расплав интенсивно перемешивается, то это способствует передаче тепла от поверхности расплава к границе жидкость — твердое тело. При этом реализуется глубинное проплавление. Если скорость движения в ванне расплава невелика, то ванну расплава можно рассматривать как твердое тело, но с соответствующими жидкому металлу коэффициентами теплопроводности и температуропроводности.

Рассмотрим задачу расплава материала под действием плоского, равномерно распределенного, постоянного во времени источника излучения в случае, когда движение расплава отсутствует. Постановка задачи здесь следующая:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2},$$

$i = 1, 2$ (1 - жидкость, 2 - твердое тело);

$$z=0: -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = A I_0 = q_0, T_2(z, 0) = f(z), S(0) = 0, \quad (64)$$

$$z=S(t): -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \rho L_m \frac{ds}{dt}, T_1 = T_2 = T_m$$

В этих уравнениях нулевой момент времени соответствует началу процесса плавления. Время, проходящее от начала теплового импульса до момента, в который начинается плавление, равно:

$$t_{m0} = \frac{\pi \lambda_2 T_m^2}{4 a_2 q_0^2} \quad (65)$$

Функция $f(z)$ определяется выражением (36). Введем безразмерные переменные:

$$\tau = T(0, t) / T_m, \quad (66)$$

$$x = 100 L_m q_0 S(t) / 3\pi T_m^2 c_2 \lambda_2. \quad (67)$$

Решение задачи (64) было проведено численно [4].

На рис. 5 представлена зависимость безразмерной температуры τ и положение границы расплава x в зависимости от времени после начала плавления в единицах t_{m0} для различных значений параметра $y = L_m / c_2 T_m$.

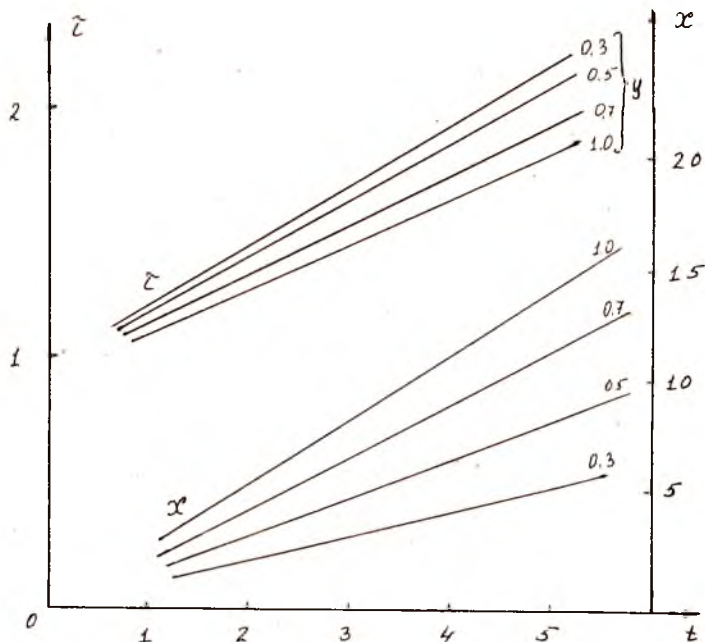


Рис. 5

Чтобы применить изложенные результаты для нахождения глубины проплавления в конкретном случае, необходимо вычислить $t_{пл}$ по формуле (65) и, используя верхнюю часть рис. 5, найти момент времени, в который температура поверхности достигает температуры испарения T_B . В этот момент времени плавление прекращается, т.к. энергия будет расходоваться на испарение. Затем по нижней части рис. 5 найдем x_{max} .

Рассмотрим теперь другой предельный случай быстрого перемешивания расплава. При быстром перемешивании температура в ванне расплава практически постоянна и равна T_m . Поэтому жидкую фазу можно не рассматривать. Одномерная постановка задачи при этом следующая:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (68)$$

$$\dot{q}_0 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=s(t)} + \rho L_m \frac{ds}{dt} . \quad (68)$$

В случае движения границы расплава с постоянной скоростью $v_0 = ds/dt$ задача в системе координат, связанной с движущейся границей расплава $z' = z - v_0 t$, будет стационарной:

$$v_0 \frac{\partial T}{\partial z'} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} ,$$

$$\dot{q}_0 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} + \rho L_m v_0 . \quad (69)$$

Решение (69) имеет вид:

$$T = T_m \exp\left(-\frac{z' v_0}{a}\right) . \quad (70)$$

Скорость движения границы расплава вычисляем по формуле:

$$v_0 = \frac{\dot{q}_0}{\rho(L_m + c T_m)} . \quad (71)$$

Однако эта задача справедлива только при одномерном проплавлении. На практике мы имеем дело, как правило, с конечным радиусом расплава. Физическая картина здесь скорее напоминает сферическую, чем плоскую. Постановка задачи в сферических координатах имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) , \quad t > 0 , \quad s(t) < r < \infty , \quad (72)$$

$$\frac{AW}{2\pi s^2(t)} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + L_m \varrho \frac{ds}{dt}, \quad r = s(t), \quad (73)$$

$$T(s(t), t) = T_m, \quad (74)$$

$$T(\infty, t) = T(r, 0) = T_0, \quad (75)$$

$$s(0) = 0. \quad (76)$$

Здесь W — мощность источника излучения, T_0 — начальная температура. Анализ решения задачи показывает, что в некоторый момент времени устанавливается стационарное состояние $ds/dt = 0$, при котором вся мощность излучения отводится в твердую фазу. Время достижения стационарного состояния

$$t_c = \frac{(AW)^2 L_m \varrho}{\pi^2 \lambda^2 (T_m - T_0)^2}. \quad (77)$$

Радиус расплава вычисляется по соотношению

$$S_m = \frac{AW}{2\pi\lambda(T_m - T_0)} \quad (78)$$

Формулы (77)–(78) удобны при расчете параметров расплава, возникающего под действием гауссова источника тепла.

§ 16. Классификация режимов испарения металлов

Введенная ранее температура испарения T_B определяет температуру, при которой давление насыщенных паров у поверхности равно атмосферному давлению. Таким образом, T_B зависит от внешнего давления. В действительности явление испарения не носит порогового характера.

Испарение имеет место при любых температурах, но интенсивность испарения зависит от температуры поверхности экспоненциальным образом. Физика испарения различается при испарении в вакуум и испарении в атмосферу постороннего газа.

1. Испарение в вакуум. Интенсивность испарения в вакуум зависит от соотношения λ_f / ℓ , где ℓ — длина свободного пробега пара. При $\lambda_f / \ell \ll 1$ атомы испаренного материала, оторвавшиеся от поверхности, беспрепятственно удаляются на большие расстояния. Обратного потока пара на поверхность при этом нет. Экспериментально установлено, что функция распределения вылетающих частиц имеет максвелловское распределение. Поток частиц с поверхности при этом равен:

$$J = \frac{1}{4} n_s(T_s) \sqrt{\frac{8kT_s}{\pi m}}, \quad (79)$$

где n_s — концентрация насыщенных паров при температуре поверхности, T_s — температура поверхности. Поток массы с единицы поверхности будет при этом равен $G = Jm$, где m — масса атома пара. Таким образом, при $\lambda_f / \ell \ll 1$ скорость испарения будет определяться только температурой поверхности.

При $\lambda_f / \ell \gg 1$ у поверхности образуется довольно плотный слой пара. Отток пара от поверхности описывается уравнениями газодинамики в форме Эйлера. Особый вопрос возникает при постановке граничных условий для уравнений Эйлера. Анализ показывает, что между поверхностью и слоем Эйлера существует тонкий слой Кнудсена толщиной порядка нескольких длин свободного пробега. Параметры пара в слое Кнудсена могут существенно меняться. На границе слоев требуется сшивка решений.

2. Испарение в атмосферу постороннего газа.

а) Диффузионный режим испарения осуществляется при $p_s \ll p_{at}$, где $p_s(T_s) = n_s(T_s) k T_s$ — давление насыщенных паров при температуре поверхности, p_{at} — внешнее давление атмосферного газа. При диффузионном режиме атомы пара вынуждены диффундировать от поверхности сквозь внешний газ. Поток массы газа с единицы поверхности при этом равен:

$$G = g D_{12} \left. \frac{dx}{dz} \right|_{z=0}. \quad (80)$$

Здесь ρ — плотность внешнего газа, D_{12} — коэффициент диффузии пара в газе, $x = p_s / p_{at}$. Профиль концентрации пара определяется из решения уравнения диффузии над поверхностью металла.

б) Конвективный режим испарения имеет место при $p_s \ll p_{at}$. Этот режим отличается от диффузионного тем, что вместо уравнения диффузии следует использовать либо уравнение диффузии с учетом конвективных членов, либо точные уравнения двухкомпонентной газовой динамики.

в) Газодинамический дозвуковой режим наступает при $p_s > p_{at}$ и $p_s < (2 \div 3) p_{at}$. При этом режиме характер течения парогазовой смеси у поверхности имеет весьма сложный характер, описываемый уравнениями Навье-Стокса.

г) Сверхзвуковой газодинамический режим характеризуется тем, что движение пара у поверхности начинается со скоростью, равной скорости звука. Он наступает при $p_s > (2 \div 3) p_{at}$. Картина течения здесь аналогична испарению в вакуум при $p_s \gg p_{at}$. Подробно этот режим будет рассмотрен ниже.

§ 17. Газодинамические граничные условия

Как указывалось выше, при газодинамических режимах испарения металлов газодинамический слой отделен от поверхности тонким слоем Кнудсена. В этом слое происходит выравнивание функции распределения вылетающих частиц. Дело в том, что на внешней границе слоя Кнудсена функция распределения (ФР) имеет равновесный максвелловский вид, а внутри слоя Кнудсена ФР разрывна в пространстве скоростей. Связать параметры газодинамического слоя с состоянием поверхности можно только с помощью решения кинетического уравнения для ФР в слое Кнудсена.

Пусть $f(z, \vec{v})$ — функция распределения частиц пара в слое Кнудсена. Если ФР известна, то плотность, газодинамическую скорость и температуру частиц определим из выражений:

$$n(z) = \int f(z, \vec{v}) d\vec{v}, \quad (81)$$

$$n(z) u(z) = \int f(z, \vec{v}) \vec{v} d\vec{v}, \quad (82)$$

$$-\frac{3}{2} n(z) \kappa T(z) = \int \frac{m}{2} (\vec{v} - \vec{u})^2 f(z, \vec{v}) d\vec{v}. \quad (83)$$

Функция распределения может быть определена из кинетического уравнения Больцмана, которое в стационарном одномерном случае имеет вид:

$$v_z \frac{df}{dz} = \mathcal{I}_{cm}. \quad (84)$$

Здесь $\mathcal{I}_{cm}$ - интеграл столкновений. В общем виде он имеет довольно сложный вид. Для рассматриваемой задачи не существует решений уравнения (84) с точным интегралом столкновений. Можно, однако, аппроксимировать интеграл столкновений модельным выражением. Согласно модели БГК, $\mathcal{I}_{cm}$ записывается в виде:

$$\mathcal{I}_{cm} = B (f^{(0)} - f), \quad (85)$$

$$f^{(0)} = n \left(\frac{m}{2\pi\kappa T} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m (\vec{v} - \vec{u})^2}{2\kappa T} \right\} \quad (86)$$

В выражении (86) величины n , $\vec{u}$ и T определяются согласно (81)-(83). Таким образом, уравнение, определяемое выражениями (84)-(86), существенно нелинейно, и его можно решить только численно.

Поставим граничные условия к кинетическому уравнению. На границе с поверхностью нам известна функция распределения вылетающих молекул:

$$f(0, v_z > 0) = n_s \left(\frac{m}{2\pi\kappa T} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m (\vec{v}^2)}{2\pi\kappa T} \right\}. \quad (87)$$

Здесь n_s - концентрация насыщенных паров при температуре поверхности T_s .

На внешней границе слоя Кнудсена ФР приобретает равновесный Максвелловский вид

$$f(z \rightarrow \infty, \vec{v}_z) = \bar{n} \left(\frac{m}{2\pi k \bar{T}} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m(\vec{v} - \vec{u})^2}{2k \bar{T}} \right\}. \quad (88)$$

Здесь $\bar{n}$, $\bar{T}$ и $\vec{u} = (0, 0, \bar{u})$ — концентрация, температура и гидродинамическая скорость на внешней поверхности слоя Кнудсена, которые являются граничными условиями для уравнений Эйлера. Условие $z \rightarrow \infty$ в (86) означает стремление z к бесконечности в кинетическом смысле. С гидродинамической точки зрения это расстояние в несколько длин свободного пробега бесконечно мало. Поэтому для уравнений газодинамики $\bar{n}$, $\bar{u}$ и $\bar{T}$ есть значение параметров пара при $z = 0$. Численное решение поставленной задачи можно найти в работе [10]. На рис. 6 представлены зависимости безразмерной концентрации, температуры $\eta = \bar{n}/n_s$, $\tau = \bar{T}/T_s$ и числа Маха $M = \bar{u}/\bar{a}$ от безразмерного расхода $\gamma = \bar{n} \bar{u} / n_s \sqrt{2kT_s/m}$.

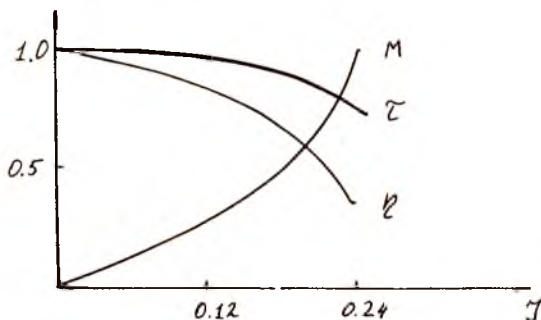


Рис. 6

Особый интерес в данной задаче представляет случай, когда скорость $\bar{u}$ равна скорости звука $\bar{a} = \sqrt{\gamma k T}$. При этом $\eta = 0,31$, $\tau = 0,67$.

§ 18. Газодинамическая теория испарения в атмосферу постороннего газа

Рассмотрим интенсивно испаряющуюся поверхность. Испарение происходит в атмосферу постороннего газа. Давление насыщенных паров у поверхности больше давления внешнего газа по крайней мере в несколько раз. При этом испаряющийся материал действует на внешний газ подобно поршню со всеми вытекающими отсюда последствиями. Картина течения здесь следующая (см. рис. 7). У самой поверхности находится слой Кнудсена, в котором ФР приобретает равновесный максвелловский вид. За слоем Кнудсена следуют слои, в котором справедливы уравнения Эйлера. Непосредственно за слоем Кнудсена следует

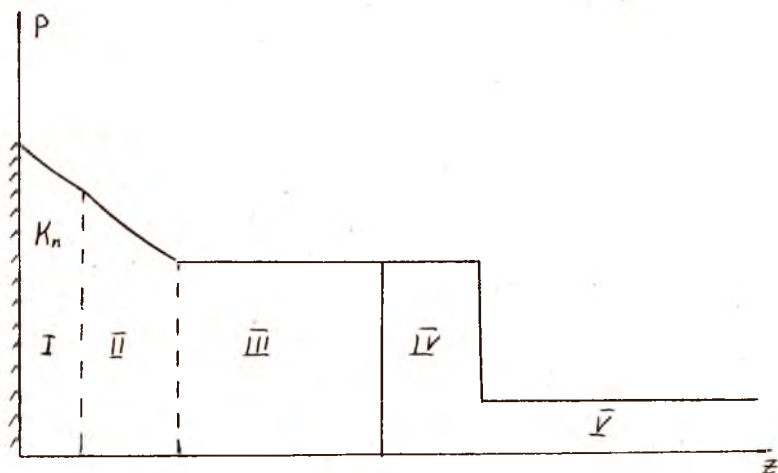


Рис. 7

волна разрежения II, далее стационарная волна, в которой параметры пара постоянны. Стационарная волна отделена от внешнего газа поверхностью контакта, на которой непрерывны скорость и давление пара и газа. Область IV — область ударной волны, граничащая с неподвижным газом V. Более тонкий анализ показывает, что между слоем Кнудсена и областью волны разрежения может находиться конденсационный скачок, но поскольку он существенного влияния на течение не оказывает, для простоты он рассматриваться не будет.

Движение в волне разрежения описывается особым решением одномерной нестационарной газовой динамики в форме:

$$u = \frac{z}{t} + a = \bar{u} + \int_{\bar{s}}^{\bar{s}} a d \ln \bar{s}, \quad (89)$$

где u — скорость течения, a — местная скорость звука, z и t — координата и время, ρ — плотность пара.

Скорость и давление в ударной волне связаны с параметрами невозмущенного газа давлением p_0 и скоростью звука a_0 известными соотношениями:

$$u_3 = u_4 = \frac{2D}{\gamma - 1} \left(1 + \frac{a_0^2}{D^2} \right), \quad (90)$$

$$p_3 = p_4 = p_0 \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{D^2}{a_0^2} - 1 \right) \right], \quad (91)$$

где D — скорость распространения ударной волны, γ — показатель адиабаты в газе.

Из уравнения (89) видно, что при $z = 0$ $\bar{u} = \bar{a}$, т.е. скорость истечения пара от поверхности равна скорости звука. Следовательно, истечение начинается со следующими параметрами у границы:

$$\begin{aligned} \bar{T} &= 0.67 T_s, \\ \bar{s} &= m \bar{n} = 0.31 m n_s(T_s). \end{aligned} \quad (92)$$

Система уравнений (89)–(92) определяет все параметры пара и газа над поверхностью в зависимости от температуры поверхности. Температура поверхности T_s однозначно, связана с плотностью потока поглощенной электромагнитной энергии $A I_0 = q_0$. При интенсивном испарении подавляющая часть энергии излучения расходуется на испарение. Поток тепла внутри металла при этом несуществен, и им можно пренебречь. Баланс энергии на испаряющейся поверхности запишется при этом в форме:

$$A I_0 = q_0 = m \bar{n} \bar{u} \left(L_B + \varepsilon_{12} + \frac{\bar{p}}{3} + \frac{\bar{u}^2}{2} \right) =$$

$$= \bar{n} \bar{u} \left(\omega + \frac{3}{2} kT + kT + \frac{5}{6} kT \right) = \bar{n} \bar{u} \left(\omega + \frac{10}{3} kT \right). \quad (93)$$

Плотность насыщенных паров n_s может быть вычислена по формуле Френкеля [2]:

$$n [\text{см}^{-3}] = 1.25 \cdot 10^{-35} \left[\frac{\mu [\text{г/моль}] y_0}{\omega [\text{эрг}]} \right]^{3/2} V_0 [\text{с}^{-1}] \exp(-y_0). \quad (94)$$

Здесь μ - молекулярный вес пара, $y_0 = \omega / kT_s$,
 $\omega = L_B / m$ - энергия связи на атом, V_0 - константа, равная частоте колебаний в решетке. Численные значения ω и V_0 для различных металлов приведены в [2]. В частности, для Fe $\omega = 6.9 \cdot 10^{-12}$ эрг, $V_0 = 8.3 \cdot 10^{12}$ Гц.

С учетом (94) выражение (93) преобразуется к виду:

$$q_0 = 0.33 \cdot 10^{-30} (y_0 + 2.13) \mu V_0 \exp(-y_0) [\text{Вт/см}^2]. \quad (95)$$

Для Fe вместо (95) можно использовать приближенное выражение для температуры поверхности в форме:

$$y_0 = 28.0 - 2.5 \lg q_0 [\text{Вт/см}^2]. \quad (96)$$

Вычислим теперь скорость испарения металла, под которой имеется в виду скорость движения фронта испарения. Из уравнения неразрывности имеем:

$$n_0 v_0 = \bar{n} \bar{u}, \quad (97)$$

где n_0 — концентрация частиц в твердом теле. Отсюда получим:

$$v_0 = \frac{n}{n_0} \bar{u} = 0.245 \cdot 10^{-36} \frac{\mu [г/моль] Y_0 V_0^3 [с^{-1}] \exp(-Y)}{n_0 [см^{-3}] \omega [эрг]} \left[\frac{см}{с} \right] (98)$$

В заключение отметим, что рассмотренная теория справедлива для случая плоского испарения поверхности, т.е. при $Z < \tilde{r}_+$. Для моментов времени, когда ударная волна достаточно сильно удаляется от поверхности, теория перестает быть справедливой.

Задачи

1. Полубесконечное тело нагревается источником излучения с $q_0 = 2 \cdot 10^4$ Вт/см². Движения расплава нет. Время воздействия $\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ сек. Какова глубина расплава, если материал — железо? ($L_m = 2.7 \cdot 10^5$ Дж/кг, $c_2 = 460$ Дж/кг·К, $T_m = 1500^\circ\text{C}$).

2. Если время воздействия для данной задачи I не ограничено, то какова будет максимальная глубина расплава? ($T_0 = 3400^\circ\text{K}$).

3. Лазерное излучение мощностью $W = 1$ кВт воздействует на полубесконечное стальное тело, расплавляя его в зоне воздействия. Каков максимальный размер расплава, если движение в ванне расплава турбулентное, а поглощательная способность $A = 1$?

4. Каково время достижения стационарного состояния в задаче № 1?

5. Поверхность полубесконечного стального тела испаряется под действием теплового источника с $q_0 = 10^7$ Вт/см². Какова температура поверхности тела?

6. Какова скорость испарения стального тела при испарении Fe с $q_0 = 10^7$ Вт/см², если $n_0 = 8.5 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $V_0 = 8.32 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $\omega = 6.9 \cdot 10^{12}$ эрг?

ГЛАВА 5. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АЭРОЗОЛИ

§ 19. Нагрев частицы в поле лазерного излучения

В ряде новых направлений лазерной технологии в последнее время появились такие, как наплавка тугоплавких частиц на метал-

лическую поверхность, легирование поверхности металлическим паром, создание парогазовых сред с заданными свойствами и др. При расчетах поведения аэрозоля в поле лазерного излучения прежде всего необходимо исследовать поведение отдельной частицы. Коллективные эффекты учитываются очень просто там, где это необходимо.

Рассмотрим энергетический баланс сферической частицы радиуса R в поле лазерного излучения интенсивностью q_0 . Распределение температуры внутри частицы будем считать равномерным. Всякая частица, находящаяся в поле излучения с длиной волны λ , поглощает в единицу времени энергию $\pi R^2 q_0 K_p$, где $K_p = K_p(R, \lambda)$ есть коэффициент поглощения излучения частицей, который зависит от размера частицы, длины волны излучения и материала частицы. Он рассчитывается по теории Ми. Для хорошо проводящих металлов в поле излучения CO_2 лазера при $R > 1$ мкм K_p составляет порядка $0,05 + 0,1$. Пусть E — поток тепловой энергии со всей поверхности частицы, а G — расход массы со всей поверхности частицы. Тогда баланс энергии частицы запишется в виде:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_i c_i R^3 \frac{dT_i}{dt} = q_0 \pi R^2 K_p - E - L_v G. \quad (99)$$

где ρ_i , c_i , T_i — плотность, теплоемкость и температура частицы. Величины E и G должны быть рассчитаны из газодинамики парогазового потока в окрестности частицы, т.е. существенным образом зависит от режима испарения частицы. Режимы испарения частиц такие же, как и при испарении плоской поверхности.

Рассмотрим простой нагрев частицы до температур, при которых испарение не существенно. Для определения потерь энергии на отток тепла рассмотрим уравнение теплопроводности в окрестности частицы

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div } \lambda \text{grad } T, \quad (100)$$

где ρ , c_p , λ и T — плотность, теплоемкость при постоянном объеме, теплопроводность и температура окружающего частицу газа.

Установление температурного профиля происходит за время порядка $\tau_y \sim R^2/a$. При $R < 100$ мкм $\tau_y \sim 10^{-5}$ сек. Это время гораздо короче суммарного времени нагрева частицы, поэтому рассмотрим только стационарный случай. Вместо (100) в сферических координатах будем иметь:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \quad (101)$$

Если рассматривать частицы радиус которых больше длины свободного пробега в газе, то граничные условия для уравнения (101) следует взять в виде:

$$T|_{r=R} = T_i, \quad T|_{r \rightarrow \infty} = T_0. \quad (102)$$

Для малых частиц необходимо учитывать скачок температуры у поверхности частицы. Примем далее $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)$ (что весьма близко к реальности). Тогда решение уравнения (101) будет:

$$z^2 - 1 = \frac{R}{r} (z_i^2 - 1), \quad z = T/T_0, \quad z_i = T_i/T_0. \quad (103)$$

Потери с поверхности частицы за счет теплоотдачи будут равны:

$$E = -4\pi R^2 \lambda \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R} = 2\pi R \lambda_0 T_0 (z_i^2 - 1). \quad (104)$$

Подставляя (104) в (99), получим замкнутое уравнение для температуры частицы в форме:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_i C_i R^3 T_0 \frac{dz_i}{dt} = \pi \kappa_p \rho_0 R^2 - 2\pi \lambda_0 R T_0 (z_i^2 - 1), \quad (105)$$

или после преобразования получим:

$$dt = \frac{\frac{4}{3} g_i c_i R^2 T_0 dz_i}{g_0 \kappa_p R + 2 \lambda_0 T_0 (1 - z_i^2)} \quad (106)$$

После интегрирования будем иметь:

$$\beta t = \frac{1}{2a} \ln \left| \frac{a+z_i}{a-z_i} \right| \Big|_1^{z_i}, \quad (107)$$

где

$$a^2 = 1 + \frac{g_0 \kappa_p R}{2 \lambda_0 T_0}, \quad \beta = \frac{3 \lambda_0}{2 g_i c_i R^2} \quad (108)$$

Окончательно будем иметь:

$$z_i(t) = \frac{(a+1) \exp(2a\beta t) + (a-1)}{(a+1) \exp(2a\beta t) - (a-1)} \quad (109)$$

Практическое значение имеет случай $a \gg 1$. При этом

$$z_i(t) \approx \frac{\exp \left[\frac{3}{g_i c_i R} \sqrt{\frac{g_0 \kappa_p \lambda_0}{2 R T_0}} t \right] + 1}{\exp \left[\frac{3}{g_i c_i R} \sqrt{\frac{g_0 \kappa_p \lambda_0}{2 R T_0}} t \right] - 1} \quad (110)$$

Типичный вид зависимости (II0) изображен на рис. 8.

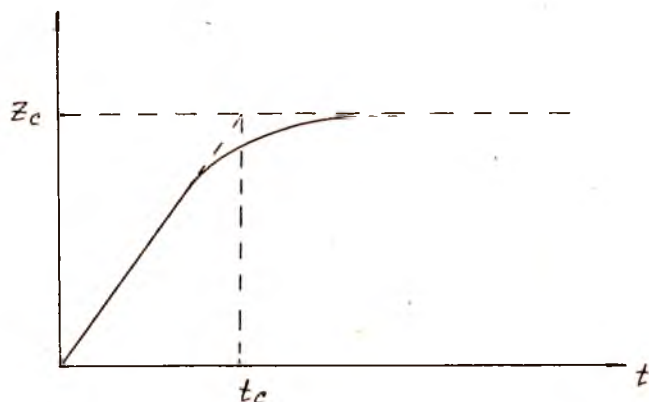


Рис. 8

При $t \rightarrow \infty$ функция $z_i(t)$ стремится к постоянному значению:

$$z_c = \frac{q_0 \kappa_p R}{2 \pi \lambda_0 T} \quad (III)$$

При малых значениях времени или когда $z_i \ll z_c$, функция $z_i(t)$ имеет линейный характер:

$$z_i = \frac{3 q_0 \kappa_p t}{4 \vartheta_i c_i R T_0} \quad (II2)$$

Время достижения температуры z_c можно оценить по формуле

$$t_c = \frac{4 \vartheta_i c_i R T_0}{3 q_0 \kappa_p} z_c = \frac{2 \vartheta_i c_i R^2}{3 \pi \lambda_0} \quad (II3)$$

§ 20. Испарение частиц в диффузионном режиме

Рассмотрим испарение частиц в диффузионном режиме, т.е. при $p_s \ll p_o$, где p_s — давление насыщенных паров при температуре поверхности частицы, а p_o — внешнее давление. Будем считать, что профили концентрации паров и температуры около частицы устанавливаются быстрее характерного времени изменения температуры частицы. Запишем уравнение теплопроводности и диффузии в окрестности сферической частицы.

Имеем:

$$\frac{d}{dr^2} r^2 \lambda_o \frac{T}{T_o} \frac{dT}{dr} = 0, \quad T|_{r=\infty} = T_o, \quad T|_{r=R} = T_s, \quad (II4)$$

$$\frac{d}{dr^2} r^2 n \mathcal{D} \frac{dx}{dr} = 0, \quad x|_{r=\infty} = 0, \quad x|_{r=R} = x_s, \quad (II5)$$

Здесь n — концентрация парогазовой смеси, $x = n_1/n$ — относительная концентрация пара, $\mathcal{D}$ — коэффициент диффузии пара в газе, $x_s = n_s/n$, где n_s — концентрация насыщенных паров при температуре поверхности T_s , определяемая соотношением (102). Примем следующую температурную зависимость коэффициентов переноса:

$$\lambda = \lambda_o \frac{T}{T_o} = \lambda_o z, \quad z = \frac{T}{T_o}, \quad (II6)$$

$$n \mathcal{D} = n_o \mathcal{D}_o z. \quad (II7)$$

Решение уравнения (II4) получено в § 19.

$$z^2 - 1 = \frac{R}{r} (z_s^2 - 1), \quad E = 2\pi \lambda_o R T_o (z_s^2 - 1). \quad (II8)$$

Для решения уравнения (II5) проинтегрируем (II4) и (II5) один раз:

$$r^2 \lambda_0 T_0 z \frac{dz}{dr} = \text{const} = \frac{E}{4\pi} \quad (\text{II9})$$

$$r^2 m n_0 D_0 z \frac{dx}{dr} = \text{const}_1 = \frac{G}{4\pi} \quad (\text{I20})$$

Разделим теперь (I20) на (II9):

$$\frac{\rho_0 D_0}{\lambda_0 T_0} \frac{dx}{dz} = \frac{G}{E}, \quad \rho_0 = m n_0$$

или, интегрируя с учетом граничных условий, получим

$$\frac{\rho_0 D_0}{\lambda_0 T_0} = \frac{G}{E} (z-1), \quad G = E \frac{\rho_0 D_0 x_s}{\lambda_0 T_0 (z_s-1)} \quad (\text{I2I})$$

Подставляя выражения для E и G в уравнение (99), получим замкнутое уравнение для нахождения температуры частицы в форме:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_0 c_i R^3 \frac{dT_s}{dt} = q_0 \kappa_p \pi R^2 - 2\pi \lambda_0 R T_0 (z_s^2 - 1) - \frac{2\pi \rho_0 D_0 x_s L_B R}{z_s + 1} \quad (\text{I22})$$

Это уравнение может быть проинтегрировано численно с учетом температурной зависимости $n_s(T_s)$. Временная зависимость температуры частицы здесь аналогична приведенной на рис. 8. Стационарная температура частицы T_c может быть вычислена с помощью уравнения (I22), если в нем положить правую часть равной нулю. При этом получим нелинейное уравнение относительно

в виде:

$$q_0 \kappa_p R = 2 \lambda_0 T_0 (z_c^2 - 1) + \frac{2 \rho_0 D_0 x_s(T_s) L_B}{z_c + 1} \quad (\text{I23})$$

Скорость испарения частицы определим из соотношения

$$G = \frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi \rho_i R^3 \right) = 4\pi \rho_i R^2 \frac{dR}{dt} \quad (I24)$$

Откуда

$$v \equiv \frac{dR}{dt} = \frac{2\pi \rho_o D_o x_s}{(z_s+1) 4\pi \rho_i R} \quad (I25)$$

или, находя G с помощью соотношения (I23), получим, что скорость испарения при $t > t_c$:

$$v = \frac{G}{4\pi \rho_i R^2} = \frac{q_o K_r R^2 - (z_c^2 - 1) 2\lambda_o R T_o}{4 R^2 L_B} \quad (I26)$$

Рассмотренная теория справедлива для частиц, радиус которых превосходит длину свободного пробега. Для малых частиц теория может быть применена с поправкой на граничные условия. Дело в том, что, если размер частиц сравним с длиной свободного пробега, на границе между частицей и внешней парогазовой смесью существует скачок температуры и скачок концентрации, для определения которых необходимо решать кинетические уравнения в слое Кнудсена.

Задачи

1. Оценить температуру стационарного состояния при облучении стальной частицы радиусом $R = 10^{-2}$ см в атмосфере воздуха, если $q_o = 10^4$ Вт/см², $K_r = 5\%$, $T_o = 300^\circ\text{K}$, $\lambda_o = 0,024$ Вт/мк.

2. Оценить время достижения стационарной температуры частицы для задачи 1 ($\rho_i \rho_o = 3.3 \cdot 10^6$ Дж/м³).

3. Стальная частица радиуса $R = 10^{-3}$ см испаряется в поле лазерного излучения в воздухе в квазистационарном режиме. Температура частицы $T_o = 0,8 T_B$ ($T_B = 3100^\circ\text{C}$). Какова интенсивность излучения, если $K_r = 0,05$, $\lambda_o = 0,024$ Вт/мк, $\rho_o = 1.2$ кг/м³, $T_o = 300^\circ\text{K}$, $D_o = 0,17 \cdot 10^{-4}$ м²/с? Плотность насыщенных паров вычислить по формуле (94).

4. рассчитать скорость испарения для данных задачи 3.

ГЛАВА 6. ПЛАЗМЕННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

§ 2I. Электронный газ в поле лазерного излучения

Концентрация электронов в газе при обычных условиях очень мала ($n_{e0} \sim 1 \text{ см}^{-3}$). Однако если газ поместить в поле мощного электромагнитного излучения, электронный газ начнет разогреваться, так как электроны поглощают энергию излучения при столкновениях с частицами газа. Набравший большую энергию электрон способен ионизовать нейтральную частицу. При достаточно большой интенсивности излучения возникает лавинная ионизация, приводящая к пробое газа.

Поведение электронного газа в поле электромагнитного излучения описывается кинетическим уравнением, которое в общей форме можно записать в виде:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} + \vec{w} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} = I_{ee} + I_y + I^* + I_i. \quad (I27)$$

Здесь $\vec{v}$ — скорость электрона, $\vec{w}$ — вектор ускорения за счет внешних сил, I_{ee}, I_y, I^*, I_i — интегралы столкновений электронов друг с другом и с частицами газа с учетом упругих и неупругих процессов, а также процессов, приводящих к ионизации. Функция распределения электронов $F(\vec{r}, \vec{v}, t)$ нормируется, как обычно, в виде:

$$\int F(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} = n_e(\vec{r}, t), \quad (I28)$$

где n_e — плотность электронов.

При рассмотрении электронного газа функция распределения (ΦP) зависит, как правило, только от энергии электрона $\varepsilon = m v^2/2$. Введем ΦP по энергиям, согласно равенству

$$F(\vec{v}) d\vec{v} = n_e f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (I29)$$

ФР $f(\varepsilon)$ нормирована на единицу:

$$\int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (130)$$

В случае равновесия в электронном газе ФР принимает максвелловский вид:

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} T_e^{-3/2} \exp(-\varepsilon/T_e), \quad (131)$$

где T_e — температура электронов, выраженная в энергетических единицах.

Среднее по функции распределения значения от любой функции от энергии определяется как

$$\langle \varphi \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} \varphi(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (132)$$

В частности, если ФР — максвелловская, то $\langle \varepsilon \rangle = 1.5 T_e$.

Интегрируя кинетическое уравнение с весом ε и ε^2 , получим уравнение кинетики числа электронов и скорость изменения средней энергии электронов в форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= \sum_K \dot{n}_{eK} + \sum_{K,M} \beta_{KM} n_e n_K - \operatorname{div} \vec{j}_e, \\ \dot{n}_{eK} &= \beta_K n_K n_e - \alpha_K n_e^3, \end{aligned} \quad (133)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_e \langle \varepsilon \rangle &= \mu \varphi - \sum_{K,M} \Delta E_{KM} n_e n_K - \sum_K \dot{n}_{eK} E_{eK} - \\ &- Q_{et} - Q_{\nu T} - \operatorname{div} \vec{q}_e. \end{aligned} \quad (134)$$

Здесь $\dot{n}_{eK}$ — скорость ионизации K -го возбужденного состояния частицы, β_K и α_K — коэффициенты скорости ионизации и рекомбинации K -го состояния частицы (n_K — концентрация частиц в K -ом состоянии), β_{KM} определяет скорость $K \rightarrow M$

переходов, E_{mk} - изменение энергии пути k -го перехода, μ - коэффициент поглощения лазерного излучения, σ_{et} определяет скорость передачи энергии при упругих соударениях, $\vec{j}_e$ - диффузионный поток электронов из области воздействия, $\vec{j}_T = \vec{j}_e$ - поток тепла за счет электронной теплопроводности. В формулах (I33)-(I34) при $k = i$ имеется в виду ион, причем $n_i = n_e$.

Коэффициент скоростей неупругих процессов определяется как

$$\beta_{km} = \langle \sigma_{km} v \rangle, \quad (I35)$$

где σ_{km} - сечение k -го перехода, v - модуль скорости электрона.

Коэффициент поглощения электромагнитного излучения равен:

$$\mu = \frac{8\pi e^2}{3mc\omega^2} n_e \sum_k n_k \left\langle -\frac{\partial \ln f}{\partial \epsilon} v \sigma_{ky} \right\rangle, \quad (I36)$$

где σ_{ky} - сечение упругого взаимодействия электрона с k -ой частицей.

Таким образом, система уравнений (I33)-(I34) определяет поведение электронного газа в поле электромагнитного излучения.

§ 22. Оптический пробой в инертных газах

Явление пробоя будем рассматривать на примере инертного газа, не имеющего возбужденных состояний. Поскольку электромагнитное излучение поглощается только электронами, может быть существенный разрыв между температурой газа T и электронов T_e . Вообще установление энергетического спектра электронов происходит быстрее, чем развивается лавина, поэтому левую и правую часть уравнения (I34) можно приравнять нулю. Пренебрежем далее электронной теплопроводностью и упругими потерями электронов (оценки показывают, что это оправдано).

Диффузионный член в (I27) аппроксимируем в форме

$$\operatorname{div} \vec{j}_e = -\frac{De}{R^2}, \quad (I37)$$

где D_e - коэффициент диффузии электронов, R - размер области воздействия. Учтем также то, что в начале развития лавины обратные процессы рекомбинации малы.

Упрощенная таким образом система уравнений запишется в форме:

$$\frac{dn_e}{dt} = \beta_{1e} n n_e - \frac{D_e n_e}{R^2}, \quad (I38)$$

$$\mu q = E_{1e} \beta_{1e} n n_e, \quad (I39)$$

где E_{1e} - потенциал ионизации газа.

Уравнение (I39) определяет температуру или среднюю энергию электронов, а уравнение (I38) - скорость нарастания числа электронов.

Решение уравнения (I38) имеет вид

$$n_e = n_{e0} \exp \left\{ \left(\beta_{1e} n - \frac{D_e}{R^2} \right) t \right\} \quad (I40)$$

Считается, что пробой произошел, если $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Исходя из выражения (I40), получим для условия пробоя выражение

$$\beta_{1e} n > \frac{D_e}{R^2} + \frac{\ln n_e/n_{e0}}{\tau}, \quad (I41)$$

где τ - время воздействия излучения. Используя (I39), получим окончательно:

$$\frac{\tilde{\mu} q}{E_{1e}} > \frac{D_e}{R^2} + \frac{\ln n_e/n_{e0}}{\tau}, \quad (I42)$$

где $\tilde{\mu} = \mu/n_e$ - слабо зависящая от T_e функция.

Для численных оценок в первом приближении можно положить

$$D_e \approx 2 \cdot 10^4 (n_0/n) \text{ см}^2/\text{с}, \quad (I43)$$

$$\tilde{M} \approx 10^{11} (\omega [c^{-1}])^{-2} (n/n_0) \text{ см}^2, \quad (I44)$$

где $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - нормальная плотность частиц.

Полагая, что газ - аргон ($E_{1e} = 15.8 \text{ эВ}$), при нормальных условиях получим условие пробоя в поле CO_2 - лазера в виде:

$$q^* \left[\frac{\text{ВТ}}{\text{см}^2} \right] > 0.78 \left(\frac{2 \cdot 10^4}{R^2} + \frac{41}{\tau} \right), \quad (I45)$$

Для типичного примера $R \sim 10^{-2} \text{ см}$, $\tau \sim 10^{-6} \text{ с}$ $q^* \sim 1.9 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$. Если в правой части (I45) преобладает первый член, то пробой носит стационарный характер, если второй, то нестационарный. Величина интенсивности излучения, необходимая для пробоя, сильно зависит от частоты излучения и давления в газе. Оценки по формуле (I42) согласуются с экспериментальными данными по порядку величины.

Следует отметить, что рассмотренная теория не учитывает неупругих процессов, всегда имеющих место в газах. Потери энергии электронами, связанные с наличием возбужденных состояний атомов газа, могут изменить величину интенсивности, необходимой для пробоя, в несколько раз. В молекулярных газах порог пробоя может увеличиваться более чем в сто раз за счет интенсивной передачи энергии электронов в колебательные степени свободы молекул. Рассмотрение этих вопросов выходит за рамки курса.

§ 23. Низкопороговый оптический пробой

Согласно экспериментальным данным, для пробоя газов сфокусированным лазерным излучением требуются интенсивности $10^8 - 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. Оказывается, что при фокусировке излучения на поверхности металла порог пробоя снижается на 2-3 порядка. Это явление получило название низкопорогового оптического пробоя (НОП). Столь резкое снижение порога пробоя является следствием присутствия поверхности, которая нагревается лазерным излучением. Нагретая поверхность является источником термоэлектронов, которые существенно повышают концентрацию затравочных электронов. Кроме того, сильно нагретая поверхность начинает испаряться, образуя паровое облако или даже па-

ровую струю. Начальная ионизация при этом увеличивается до $Neo \cdot 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При такой ионизации диффузия электронов становится амбиполярной. Электроны диффундируют вместе с ионами. Коэффициент амбиполярной диффузии равен:

$$D_{ea} \approx D_a \left(1 + \frac{T_e}{T} \right), \quad (146)$$

где D_a - коэффициент диффузии частиц газа, T - температура газа. При $T \sim T_e \sim 0,3 \text{ эв}$, $D_{ea} \sim 4 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$, что на два порядка меньше D_e , определяемого формулой (143).

НОП наблюдается, как правило, в сверхзвуковой паровой струе при испарении металла. В такой струе порог пробоя снижается также за счет увеличения давления в паре по сравнению с атмосферным, а также за счет более низкого потенциала ионизации атомов металла.

У поверхности тугоплавких металлов НОП может возникать и до образования эрозионной струи. Здесь снижение порога пробоя может быть объяснено неустойчивостью нагрева парогазовой смеси вблизи поверхности. Ситуация аналогична поджигу горячей поверхностью в теории горения.

В ряде случаев снижение порога пробоя связывают с неоднородностями на поверхности материала, посторонними включениями, которые приводят к неоднородному нагреву и испарению. Например, заусенцы, всегда имеющиеся на металле, могут образовывать микрофакелы, приводящие к пробоя всей парогазовой смеси.

Большое количество факторов, приводящих к снижению порогов пробоя, не дает возможности детального описания каждого из них, тем более, что не все возможные причины исследованы достаточно подробно к настоящему времени.

§ 24. Непрерывный оптический разряд

Пробой газа в поле лазерного излучения осуществляется в сфокусированном луче. Любым разрядам свойственна тенденция к распространению. Действительно, всегда имеются механизмы передачи энергии от горячей плазмы к холодному газу. Если вновь ионизованные вследствие нагрева слои находятся в поле, в них также выделяется энергия, она передается дальше, ионизация охватывает все новые слои. Разряд распространяется по веществу. При этом возможен слу-

чай, когда сам разряд неподвижен в пространстве. Это относится к случаю, когда через разряд продувается газ. При этом эффект распространения разряда по веществу присутствует, а движения границ в пространстве нет. Подобная физическая картина реализуется в плазматронах – устройствах, предназначенных для непрерывной генерации плазмы с помощью разрядов. На практике используются плазмотроны трех типов – дуговые, высокочастотные и СВЧ. Возможны и уже созданы оптические плазмотроны.

Тенденция к распространению разрядов реализуется не всегда. Если сильное поле локализовано в ограниченной области, например, при фокусировке лазерного луча с большим углом полураствора и интенсивности поля, достаточной только для компенсации потерь энергии из данной массы газа, но уже недостаточной для превращения в плазму новых слоев газа, разряд не распространяется. Такие разряды называются статическими. Существенно, что для поддержания плазмы в незагорающем статическом разряде требуются поля гораздо меньшие, чем для пробоя газа.

Основная задача теории распространения разрядов – вычисление скорости распространения, параметров разряда и пороговых полей.

Существует глубокая физическая и математическая аналогия между процессами распространения разрядов и теорией горения. Физическая причина аналогии кроется в сходном характере температурной зависимости основных факторов, которыми являются скорости выделения энергии в веществе в обоих случаях – скорости химической реакции при горении и степени ионизации в разрядных явлениях, которая, в свою очередь, определяет скорость поглощения плазмой энергии поля. Скорость химической реакции пропорциональна $\exp(-U/\kappa T)$, где U – энергия активации. Степень ионизации пропорциональна $\exp(-\bar{I}_i/2\kappa T)$, где $\bar{I}_i$ – потенциал ионизации.

Основные (но единственные) механизмы распространения разрядов – теплопроводность и ударная волна – сходны медленному горению и детонации.

Существенная черта, отличающая распространение разрядов от горения, состоит в следующем. При химической реакции в данной массе вещества, может выделиться лишь ограниченное количество энергии, которое определяется теплотворной способностью вещества. В разрядах энерговыделение пропорционально интенсивности поля.

В данном курсе будет рассмотрен равновесный теплопроводностный режим распространения оптического разряда типа медленного го-

рения, как наиболее интересные с технологической точки зрения.

Пусть лазерный луч фокусируется в некоторой точке O на расстоянии z_0 от поверхности из теплопроводящего материала (см. рис. 9). В районе фокуса локализован в пространстве оптический разряд, сквозь который продувается газ со скоростью перед плазмой u_0 .

В стационарном режиме уравнение баланса энергии для рассмотренной системы запишется в виде

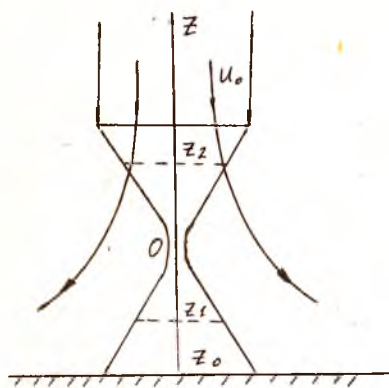


Рис. 9.

$$\rho c_p \vec{u} \cdot \nabla T = \nabla \lambda \nabla T +$$

$$+ \mu q - \phi. \quad (I47)$$

Здесь ρ , c_p , λ — плотность, теплоемкость при постоянном объеме и коэффициент теплопроводности, μ — коэффициент поглощения лазерного излучения, ϕ — потери на собственное излучение плазмы, q — интенсивность лазерного излучения.

Обычно рассматривают стационарное течение. Уравнение (I47) следует рассматривать совместно с уравнениями газодинамики. Двумерные уравнения газодинамики даже для стационарного случая слишком сложны. Поэтому упростим задачу, полагая поток одномерным. При этом мы делаем ошибку в значении скорости не более чем в два раза. В одномерном приближении, согласно уравнению неразрывности,

$$\rho u = \rho_0 u_0, \quad (I48)$$

где ρ_0 — плотность холодного газа. Уравнение (I47) при этом преобразуется в цилиндрических координатах к виду:

$$\rho_0 u_0 c_p \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} + \mu q - \phi. \quad (I49)$$

В дальнейшем удобно перейти от температуры к потенциалу потока тепла, определяемого как

$$\theta = \int_0^T \lambda(T) dT. \quad (150)$$

При этом уравнение (149) преобразуется к виду:

$$\frac{g_0 u_0 c_p}{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \nabla^2 \theta + \mu q - \phi. \quad (151)$$

Величины μ и ϕ существенным образом зависят от температуры. Расчетная формула для изучения CO_2 -лазера для коэффициента поглощения имеет вид:

$$\mu(\text{CO}_2) = \frac{10.4 P_{\text{ат}}^2 x_e^2 g}{(T_{\text{прод}}/10^4)^{7/2}}. \quad (152)$$

Здесь P - давление в среде, которое предполагается постоянным, P_e - электронное давление, $x_e = P_e/P$,

$$\frac{x_e^2}{1 - 2x_e} = 6.7 \cdot 10^3 \frac{g_+}{g_a} \frac{(T_{\text{прод}}/10^4)^{5/2}}{P_{\text{ат}}} \exp\left(-\frac{I_i}{kT}\right). \quad (153)$$

На рис. 10 представлены коэффициенты поглощения излучения CO_2 -лазера в воздухе при различных давлениях.

Потери на собственное излучение плазмы, как правило, не превышают теплопроводности, поэтому в рамках данного курса для наглядности они рассматриваться не будут. Правильные качественные и разумные количественные результаты можно получить, решая линеаризованное уравнение (151). При этом полагают, что $c_p/\lambda = \text{const}$,

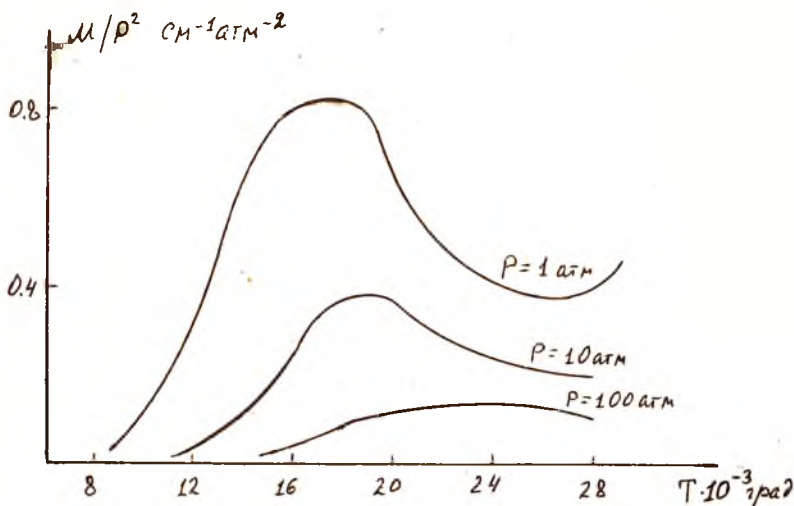


Рис. 10

что выполняется с хорошей точностью, поскольку C_p и λ имеют сходные температурные зависимости. Коэффициент поглощения аппроксимируется "ступенькой":

$$\mu = \begin{cases} \mu_0, & \theta \geq \theta_0 \\ 0, & \theta < \theta_0, \end{cases}$$

где μ_0 - характерное значение коэффициента поглощения, соответствующее "температуре ионизации", при которой ионизация резко возрастает до своего характерного значения. Разряд при этом локализуется между плоскостями $Z = Z_1$ и $Z = Z_2$, на которых достигается "температура ионизации".

Пусть интенсивность излучения распределена равномерно по сечению луча. С учетом сходимости луча уравнение для интенсивности запишется в виде:

$$\frac{d}{dz} I S^2 = \mu_0 P^2, \quad (154)$$

где $\rho = \angle(z)$ - радиус светового канала, α - степень фокусировки луча (тангенс угла полураствора). Фокус луча взят за центр координат. Уравнение (I54) легко интегрируется с учетом (I53). В результате интегрирования получим:

$$q = \begin{cases} \frac{W}{\pi \rho^2} & , z > z_2 ; \\ \frac{W}{\pi \rho^2} \exp [\mu_0 (z - z_2)] & , z_1 < z < z_2 ; \\ \frac{W}{\pi \rho^2} \exp [-\mu_0 (z_1 - z)] & , z < z_1 , \end{cases} \quad (I55)$$

где W - мощность лазера.

Уравнение (I5I) с учетом (I55) и $\phi = 0$ теперь стало линейным. Для его решения можно применять как аналитические, так и численные методы. В результате решения получаются зависимости размеров разряда z_1 и z_2 от мощности излучения, положения границы z_0 , скорости продува газа u_0 .

Отсутствие решения при каких-либо параметрах говорит о невозможности данного режима. Как показывают расчеты и экспериментальные данные, наиболее стабильными являются разряды с большими углами фокусировки. Увеличение скорости продува газа приводит, как правило, к увеличению необходимой для поддержания разряда мощности, а минимальная пороговая мощность, при которой разряд еще возможен, соответствует скорости продува, равной нулю или близкой к нему. Оценку этой пороговой мощности можно сделать исходя из анализа уравнения (I5I), если в нем положить левую часть равной нулю, а все величины заменить их характерными значениями. Характерной величиной расстояния является толщина разряда $\delta = z_2 - z_1$, которая по порядку величины в свою очередь равна $\delta \sim \mu_0^{-1}$. Из приближенного баланса энергии следует, что потеря тепла за счет теплопроводности $\nabla^2 \theta \sim \mu^2 \theta_0$, а приток энергии за счет поглощения лазерного излучения

$$\mu_0 q \sim \mu_0 \frac{W}{\pi (\mu_0^{-1})^2}$$

Из условия компенсации получим

$$W_{min} \approx \frac{\pi \theta_0}{M_0}$$

Более точное численное значение для W_{min} , полученное при решении уравнения (151) в работе [9], дает:

$$\bar{W}_{min} \approx \frac{3\pi\theta_0}{M_0} \quad (156)$$

В расчетах удобно пользоваться следующим значением характерной величины M_0 для воздуха:

$$M_0 [cm^{-2}] = 0.75 \text{ Ратн}^{1.66} \quad (157)$$

Величина θ_0 при давлениях $p \sim 1-10$ атм обычно принимается $\theta_0 = 0,17 + 0,2$ квт/см для воздуха. Таким образом, непрерывный оптический разряд в воздухе при атмосферном давлении возможен при $W \approx 2,5$ квт. На рис. II представлена зависимость безразмерной пороговой мощности излучения $\bar{W} = M_0 W / 2\pi \theta_0$ от положения мишени. Видно, что при сдвиге мишени навстречу лучу пороговая мощность растет.

На рис. I2 приведена область существования разряда в аргоне при атмосферном давлении в зависимости от скорости потока, рассчитанная на основе приведенной модели. Здесь же нанесены экспериментальные точки. Таким образом, расчеты по приведенной модели отвечают основным вопросам теории режимов разряда.

Непрерывный оптический разряд открывает новые возможности при обработке материалов. Это, по существу, новый комбинированный источник воздействия (лазерный плазмотрон). На поверхность, находящуюся вблизи разряда, воздействует лазерное излучение, частично поглощенное в плазме, тепловой поток со стороны плазмы, тепловое радиационное излучение плазмы, пик которого приходится в область более коротких, чем исходное излучение, длин волн, которые лучше поглощаются металлической поверхностью. Металлическая поверхность

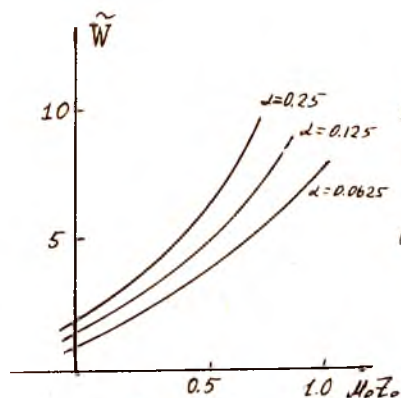


Рис. II

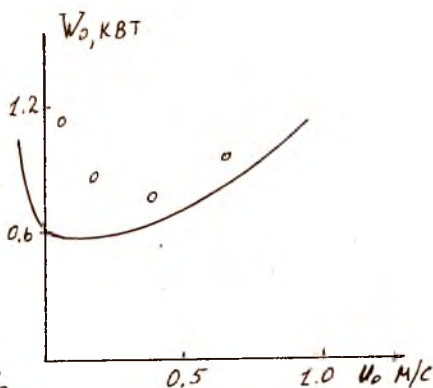


Рис. I2

будет получать поток тепла, равный

$$q_T = - \left. \frac{d\theta}{dz} \right|_{z=0} + A \frac{W_0}{\pi (\alpha z_0)^2} \exp(-\delta \mu_0) + q_{изл}, \quad (158)$$

где A — поглощательная способность поверхности для лазерного излучения, $q_{изл}$ — часть теплового излучения плазмы, поглощаемая поверхностью.

Непрерывный оптический разряд является не только тепловым источником для поверхности. В плазме разряда образуются активные частицы (например, атомы и ионы азота), которые поглощаются поверхностью при адсорбировании или перемешивании поверхностного расплава, что приводит к легированию материала и улучшению его прочностных, коррозионных и прочих свойств.

Задачи

1. Оценить порог пробоя излучением CO_2 -лазера в аргоне при атмосферном давлении, если $R = 10^{-2}$ см, $\tau = 10^{-3}$ с.
2. Оценить порог пробоя CO_2 -лазером вблизи сильно испаряющейся поверхности железа, если давление в парах $p = 5$ атм, потенциал ионизации $E_{ie} = 9$ эВ, $D_{ac} = 10^2$ см²/с, $\tau = 10^{-6}$ с.

3. Решить задачу 2 при условии $\tau = 10^{-3} \text{ с.}$

4. Определить, какое давление нужно создать в воздухе, чтобы зажечь непрерывный оптический разряд при помощи CO_2 -лазера мощностью 0,5 кВт.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.

2. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходио Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.

3. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985.

4. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения, М.: Мир, 1974.

5. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980.

6. Будаг Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Сборник задач по уравнениям математической физики. М.: Наука, 1972.

7. Игошин В.И., Курочкин В.И. Лазерное испарение металла в газовой атмосфере // Квантовая электроника. 1984 № II, № 8.

8. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.

9. Курочкин В.И. К теории непрерывного оптического разряда в сходящемся луче. // Квантовая электроника. 1986 № I2.

10. Коган М.Н., Макашев Н.И. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций // Механика жидкости и газа. 1971 № 6.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение.....	3
Глава 1. Свойства лазерного излучения.....	4
§ 1. Физические основы работы лазера.....	4
§ 2. Свойства лазерного излучения.....	6
§ 3. Типы лазеров.....	7
Глава 2. Лазерное излучение как источник нагрева материалов.....	9
§ 4. Передача энергии излучения материалам.....	9
§ 5. Уравнение температуропроводности.....	10
§ 6. Краевые условия.....	11
§ 7. Критерий одномерности нагрева.....	12
Глава 3. Расчет процессов нагрева и охлаждения	14
§ 8. Решение уравнения температуропроводности ме- тодом источника.....	14
§ 9. Нагрев полубесконечного тела постоянным ис- точником.....	17
§ 10. Охлаждение полубесконечного тела после окончания действия излучения.....	20
§ 11. Скорости нагрева и охлаждения.....	22
§ 12. Критические плотности потоков.....	23
§ 13. Упрочнение металлов и сплавов.....	24
Глава 4. Разрушение металлов.....	28
§ 14. Диаграмма процессов при лазерном воздействии	28
§ 15. Плавление материала.....	29
§ 16. Классификация режимов испарения металлов....	33
§ 17. Газодинамические граничные условия.....	35
§ 18. Газодинамическая теория испарения в атмосферу постороннего газа.....	38
Глава 5. Воздействие лазерного излучения на аэрозоли....	41
§ 19. Нагрев частицы в поле лазерного излучения...	41
§ 20. Испарение частиц в диффузионном режиме.....	46
Глава 6. Плазменные явления при лазерном воздействии....	49
§ 21. Электронный газ в поле лазерного излучения..	49
§ 22. Оптический пробой в инертных газах.....	51
§ 23. Низкопороговый оптический пробой.....	53
§ 24. Непрерывный оптический разряд.....	54
Литература	62

Виктор Иванович КУРОЧКИН

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ**
Учебное пособие

Редактор - Ильясова Г.В.
Техн.редактор - Старцева О.Ю.
Корректор - Волынкина Н.А.

Подписано в печать **18.01.90** Формат 60x84/16. Бумага белая
оберточная. Печать оперативная. Объем 4,0 печ.л., 3,75 уч.-изд.л.

Тираж **300** экз. Цена 25 к. Заказ № 2311.

Куйбышевский государственный университет, 443011, г.Куйбышев,
ул. акад. Павлова, 1.

Типография им.Мяги Куйбышевского полиграфического объединения,
443099, г. Куйбышев, ул. Венцека, 60.