

системы [5.27, 5.28]. Однако при этом долго отсутствовал учет взаимного теплового влияния элементов конструкции друг на друга. Создание квантовых генераторов и широкое их применение потребовало разработки новых методов передачи электромагнитного излучения на значительные расстояния и способов управления распространением световых пучков. Одним из таких способов было проектирование квазиоптических систем, где корректирующим элементом являлись газовые среды. В семидесятых годах были предложены различные технические устройства, работающие на этом принципе, что привело к рождению теории конвективных газовых линз [5.34].

Для конденсированных сред основная задача состоит в проектировании термостабильных устройств. Рассмотрим пути решения этой задачи на примере проектирования термостабильного телескопа для телевизионной камеры космического аппарата «Вега». Этот аппарат предназначался для получения черно-белых изображений кометы Галлея, кроме того, необходимо было управлять поворотной платформой для наведения научных приборов на ядро кометы. Эта работа была осуществлена в рамках международного космического проекта в 1984-86 гг. [5.35].

В декабре 1984 г. с Земли стартовали советские автоматические станции «Вега-1» и «Вега-2». После сброса на Венеру спускаемых аппаратов и атмосферных зондов был осуществлен гравитационный маневр, и аппараты продолжали полет в поле тяготения Венеры вокруг Солнца. В марте 1986 г. была произведена телевизионная съемка кометы Галлея, и на Землю были переданы около 1500 изображений. В ходе этого эксперимента были впервые получены изображения ядра кометы. В разработке бортовой аппаратуры, проведении телевизионного эксперимента и последующей обработке данных участвовали коллективы ученых и специалистов СССР, Венгрии, Франции, ЧССР, ГДР и США.

В разработке телевизионной камеры с телескопом значительное участие приняли специалисты ЛИТМО, в том числе сотрудники проблемной лаборатории теплофизики этого института участвовали в создании стойкой к тепловым помехам оптико-электронной системы [5.36, 5.37].

Конструкция прибора состоит из оптической системы 1, окруженной блендой 2. Бленда с помощью кронштейна 3 крепится к платформе 4; оптическая система вместе с блоками электроники 5, блоком детекторов 6 установлена на кронштейне 7 (рис. 23.2.1). Приведем основные параметры оптической системы. Фокусное расстояние $f' = 1200$ мм, относительное отверстие 1:5, угловое поле $2\omega = 48'$, диаметр главного зеркала 240 мм. Телескоп работает в открытом космосе, фоновая температура которого -269°C . Прибор установлен на платформе, температура которой изменяется в диапазоне $(-20-+40)^\circ\text{C}$. Для защиты от воздействия

окружающей среды телекамера закрыта снаружи металлическим экраном и экранно-вакуумной тепловой изоляцией (ЭВТИ).

Наблюдение за кометой осуществляется в течение четырех суток. При этом первые двое суток на внутреннюю поверхность бленды под углом 60° к оптической оси падает солнечное излучение. Последующие двое суток излучение внутрь прибора не попадает.

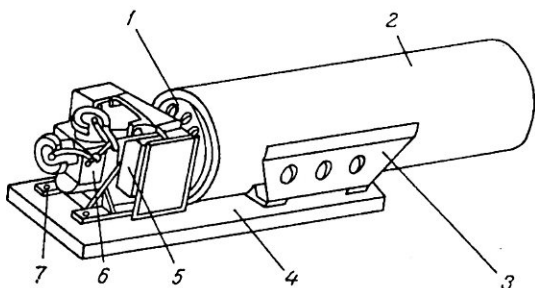


Рис. 23.2.1

Низкая температура окружающей среды и высокая плотность солнечного излучения ($2300 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) могут являться причинами значительного диапазона изменения температуры оптической системы, перепада температуры между ее элементами, а также градиента температуры в оптических элементах. В свою очередь перечисленные факторы приводят к появлению термооптических aberrаций, главным образом расфокусировки. Поэтому одной из важных задач, связанных с проектированием телескопа телевизионной системы «Вега», являлось обеспечение его нормальной работы в различных режимах, при которой величины термооптических aberrаций не превышают допустимых значений.

Для решения этой задачи необходим совместный анализ тепловых и оптических характеристик прибора, который позволяет перейти к следующей основной задаче – синтезу конструкции. Задача синтеза (проектирование термостабильной оптической системы) решалась в три этапа.

На первом этапе выбирались базовая конструкция прибора, материалы оптических и конструктивных элементов, определялись термоaberrации при одинаковых температурах всех элементов конструкции. Была проведена также предварительная оценка допустимой разности температур между основными элементами оптической системы.

На втором этапе проектирования одновременно с конструкторской проработкой выполнялся тепловой расчет с целью определения температур элементов конструкции и обеспечения устойчивого теплового режима прибора.

На третьем этапе для разработанной конструкции проводился окончательный расчет температурных полей, и определялись соответствующие им величины термооптических аберраций.

Проектирование начинается (первый этап) с выбора базовой конструкции. При этом необходимо сразу отказаться от активных систем термостатирования ввиду жестких требований к массе прибора и энергопотреблению.

Опуская процедуры выбора базовой конструкции, приведем на рис. 23.2.2 ее общую схему, состоящую из главного зеркала 1, вторичного зеркала 2, линз компенсатора 3-6.

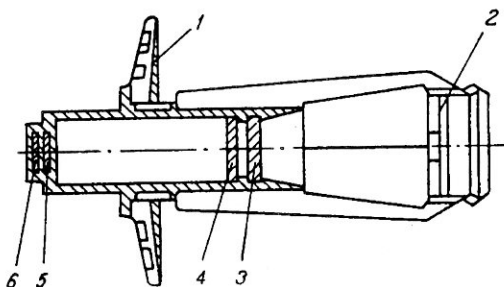


Рис. 23.2.2

Далее необходимо было определить материалы для изготовления зеркал, оправ линз, корпусов объектива и блоков детекторов. При выборе материалов учитывалось, что термооптические аберрации определяются тремя факторами: изменением общего уровня температуры оптической системы, перепадом температуры между оптическими элементами и градиентом температуры в элементах. Исходя из этого, возможны различные пути решения задачи. Один путь – это выбор материалов с очень низким коэффициентом расширения. В этом случае зеркала должны быть выполнены из кварца, пирекса или ситалла, а элементы конструкции и блок детекторов из инвара.

Второй путь решения – изготовление зеркал, элементов конструкции и блока детекторов из одного материала, например титана. В этом случае, если в системе нет линзовых элементов, расфокусировка из-за изменения общего уровня температуры компенсируется смещением приемника. Перепады температуры в оптической системе и градиенты температуры в зеркалах будут ниже, чем в предыдущем случае (из-за более высокой теплопроводности материала), но степень их влияния на качество изображения выше. Поэтому возрастают требования к равномерно-

му распределению температур в оптической системе. Вес объектива в этом случае существенно меньше, чем в первом варианте. В результате был выбран второй путь решения задачи.

На первом этапе проектирования была проведена оценка термоаббераций при двух значениях равномерного поля температур, равных крайним значениям температур платформы: -20°C и $+40^{\circ}\text{C}$. Радиусы r_i , толщины и воздушные промежутки d_i , коэффициенты преломления n_i при этом определялись по следующим формулам:

$$r_i = r_{20}(1 + \alpha\Delta T), \quad d_i = d_{20}(1 + \alpha\Delta T), \quad n_i = n_{20} + \beta\Delta T. \quad (23.2.1)$$

Расчеты показали, что величина расфокусировки при равномерном поле температур не превышает 0,001 мм, то есть практически отсутствует. Была проведена также предварительная оценка допустимого перепада температуры между первым и вторым зеркалами системы. Инвариант параксиальной оптики для зеркальной поверхности имеет вид [5.28]

$$S'^{-1} + S^{-1} = 2r^{-1}, \quad (23.2.2)$$

где S, S' – расстояние от зеркала до предмета и изображения; r – радиус кривизны поверхности. Величины S, S', r являются функциями температуры. После дифференцирования (23.2.2) получаем

$$\Delta S'/S'^2 + \Delta S/S^2 = 2\Delta r/r^2. \quad (23.2.3)$$

Для зеркальной поверхности с номером k после умножения (23.2.3) на h_k^2 и преобразования имеем

$$\Delta S_k (\text{tg } \alpha_k^*)^2 + \Delta S_k (\text{tg } \alpha_k^*)^2 = 2h_k^2 \Delta r_k / r_k^2. \quad (23.2.4)$$

Здесь через h_k обозначена высота нулевого луча на k -й поверхности, а $\text{tg } \alpha_k^* = h_k/S_k'$, $\text{tg } \alpha_k^* = h_k/S_k$ – тангенсы углов нулевого луча с оптической осью.

В двузеркальной системе с расстоянием между зеркалами d_1 :

$$S_1' = S_2 + d_1, \quad \Delta S_1' = \Delta S_2 + \Delta d_1. \quad (23.2.5)$$

Принимая во внимание (23.2.5) и (23.2.6), получаем

$$\Delta S_2' = -\frac{2\Delta r_1}{r_1^2} + 2\frac{h_2^2}{r_2\Delta r_2} + \Delta d_1 (\text{tg } \alpha_2^*). \quad (23.2.6)$$

Термооптическая абберация положения изображения в (23.2.6) дана для $f' = 1$. Для получения ее истинного значения величину $\Delta S_2'$ нужно умножить на фокусное расстояние объектива.

Подставляя в (23.2.6) значения для телескопа $h_2 = 0,5$ и $\text{tg } \alpha_2^* = -2$, находим.

$$\Delta S'_2 = -\frac{2\Delta r_1}{r_1^2} + 0,5 \frac{\Delta r_2}{r_2^2} + 4\Delta d_1. \quad (23.2.7)$$

Изменения радиусов кривизны r_1 и r_2 , а также расстояния между зеркалами d_1 в соответствии с (23.2.1) равны

$$\Delta r_{1,2} = r_{1,2} \alpha_{1,2} \Delta T_{1,2}; \quad \Delta d_1 = d_1 \alpha_d \Delta T_d. \quad (23.2.8)$$

Подставляя (23.2.8) в (23.2.7), находим

$$\Delta S'_2 = -2\alpha_1 \Delta T_1 / r_1 + 0,5\alpha_2 \Delta T_2 / r_2 + 4\alpha_d d_1 \Delta T_d. \quad (23.2.9)$$

Смещение Δa приемника изображения вследствие изменения температуры корпуса, в котором он был установлен, будет равно:

$$\Delta = \alpha_{np} h_2 \Delta T_{np}. \quad (23.2.10)$$

Возникающая при этом расфокусировка Δ определяется по формуле

$$\Delta = \Delta S'_2 - \Delta a = -2\alpha_1 \Delta T_1 / r_1 + 0,5\alpha_2 \Delta T_2 / r_2 + 4\alpha_d d_1 \Delta T_d - \alpha_{np} \Delta T_{np} h_2. \quad (23.2.11)$$

Величина этой расфокусировки будет нулевой, если близки к нулю коэффициенты линейного расширения зеркал, корпуса, блока приемников или термооптическая aberrация положения приемника компенсируется смещением приемника.

При равномерном нагреве или охлаждении прибора, то есть при $\Delta T_i = \Delta T = \text{const}$ ($i = 1, 2, d_1, \text{пр.}$), и при одинаковом для всех элементов коэффициенте линейного расширения, то есть при $\alpha_i = \alpha = \text{const}$ ($i = 1, 2, d_1, \text{пр.}$), величина расфокусировки, определяемая соотношением (23.2.11), равна

$$\Delta = \Delta S'_2 - \Delta a = \alpha \Delta T (-2/r_1 + 0,5/r_2 + 4d_1 - h_2). \quad (23.2.12)$$

Подставляя в (23.2.12) параметры телескопа: $r_1 = -1, r_2 = -1, d_1 = -0,25, h_2 = 0,5$, — получаем величину расфокусировки Δ , равную нулю при всех значениях α и ΔT .

Пусть температура на первом и втором зеркалах будет различная. Определим для этого случая расфокусировку, приняв, что температура корпуса, соединяющего первое и второе зеркала, равна среднему арифметическому их температур, а остальная часть корпуса имеет температуру первого зеркала.

Подставив значения ΔT_1 и ΔT_2 в (23.2.11), получим расфокусировку $D = 1,125\alpha(\Delta T_1 - \Delta T_2)$. (23.2.13)

Формула (22.2.13) является весьма приближенной, так как корпус

вблизи блока детекторов и блок детекторов имеют температуры, отличающиеся от температуры первого зеркала.

Для того, чтобы кружок рассеяния, вызываемый расфокусировкой, не проецировался на приемника 18×24 мкм, необходимо, чтобы разность температур между зеркалами была не более 8 К, то есть $\Delta T \leq 8$ К.

На втором этапе одновременно с конструкторской проработкой на основе тепловых расчетов решалась задача обеспечения допустимого теплового режима (уровня температуры оптической системы и перепада температур между ее элементами).

Анализ теплового режима телекамеры показал, что уровень температуры оптической системы определяется главным образом ее теплообменом с космическим пространством, блендой и платформой. Теплообмен с блоками детекторов и электроники оказывает влияние на перепад температуры в оптической системе и практически не сказывается на уровне ее температуры.

Для приближенной оценки можно считать температурные поля всех областей равномерными и найти их по формуле

$$T_o = (T_n \sigma_{оп} + T_b \sigma_{об} + T_k \sigma_{ок}) / (\sigma_{оп} + \sigma_{об} + \sigma_{ок}), \quad (23.2.14)$$

где T_n , T_b , T_k – температуры платформы, бленды, космического пространства. Тепловые проводимости между оптической системой (ОС) и платформой $\sigma_{оп}$, ОС и блендой $\sigma_{об}$, ОС и космическим пространством $\sigma_{ок}$ можно рассчитать по формулам, приведенным в [5.4].

Как уже отмечалось, температура платформы изменяется в диапазоне $(-20^\circ\text{C} + 40^\circ\text{C})$, фоновая температура космоса равна -269°C . Температура бленды определяется ее теплообменом с космическим пространством и поглощаемым ею солнечным излучением и, как показали оценки, может меняться в диапазоне $(-70^\circ\text{C} + 100^\circ\text{C})$.

Температура оптической системы определяется соотношениями между тепловыми проводимостями $\sigma_{оп}$, $\sigma_{об}$, $\sigma_{ок}$.

Для уменьшения теплообмена объектива с космосом весь прибор с наружной стороны закрыт экранно-вакуумной тепловой изоляцией. Теплота в космическое пространство передается излучением через входное отверстие бленды. Величина проводимости $\sigma_{ок}$ определяется размерами и взаимным расположением оптической системы и бленды, а также их степенями черноты. Указанные параметры выбираются исходя из оптических требований, поэтому регулирование теплового режима изменением проводимости $\sigma_{ок}$ весьма ограничено.

Широкий диапазон изменения температуры бленды $(-70 + 100)^\circ\text{C}$ и ее тепловая связь с оптической системой могут привести к существен-

ным колебаниям температуры последней. В связи с этим целесообразно уменьшить тепловую связь между оптической системой и блендой, то есть «развязать» их конструктивно. Вместе с тем, исключить влияние бленды на температуру оптической системы полностью невозможно из-за наличия теплообмена излучением. Однако это влияние можно существенно уменьшить, сужая диапазон изменения температуры бленды, что достигается теплоизоляцией поверхности последней диафрагмы бленды, обращенной к космосу, и за счет увеличения тепловой проводимости $\sigma_{\text{бн}}$ между блендой и платформой.

Заметим, что перепады температуры между оптической системой и блендой, оптической системой и космическим пространством значительны, что вызывает большие тепловые потоки между ними даже при относительно небольших значениях проводимостей. Поэтому, если величины всех проводимостей, входящих в выражение (23.2.14), соизмеримы между собой, то незначительное изменение хотя бы одной из проводимостей (из-за изменения внешних условий или параметров конструкции) приводит к существенному изменению одного или нескольких тепловых потоков и в конечном счете к значительному изменению температуры оптической системы, то есть тепловой режим прибора становится неустойчивым. Повысить устойчивость можно, существенно увеличив одну из тепловых проводимостей, наиболее удобно это выполнить для проводимости $\sigma_{\text{он}}$ между оптической системой и платформой. При этом тепловой поток между ними становится в несколько раз больше остальных потоков в выражении (23.2.14). В этом случае при значительном изменении проводимостей $\sigma_{\text{он}}$, $\sigma_{\text{об}}$, $\sigma_{\text{ок}}$ температура T_0 оптической системы практически не меняется и остается близкой к температуре платформы.

23.3. Поэтапное моделирование термооптических процессов

Итак, на первом этапе, на основании опыта предыдущих разработок, технического задания на качество изображения, условий эксплуатации и ограничений на вес, габариты, выбирается базовая оптическая схема, а также материалы оптических и конструктивных элементов. На основании анализа термоаббераций определяются допустимые перепады температур между элементами, и делается вывод, насколько удовлетворяет оптическая система техническому заданию. В случае положительного решения на первом этапе переходят следующему – разработке конструкции. Если конструктивными мерами не удастся добиться положительного решения, необходимо возвращаться к первому этапу.

Перейдем к третьему этапу – уточненному расчету температурных полей, термодформаций и аберраций. На рис. 23.3.1 представлено изображение телескопа, установленного на космическом аппарате «Вега».

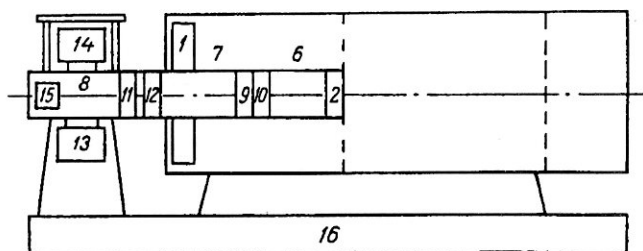


Рис. 23.3.1

Выделим главное 1 и вторичное 2 зеркала, участки 3-5 бленды, 6-8 корпуса объектива, линзы 9-12, электронные блоки 13 и 14, блок детекторов 15, платформу 16 и окружающую среду.

Наиболее полное математическое описание температурных полей такого сложного устройства, как телескоп, сводится к системе дифференциальных уравнений теплопроводности для твердых тел при соответствующих граничных и начальных условиях. Реализация такой математической модели в большинстве случаев оказывается затруднительной даже с применением ЭВМ. В этом случае целесообразно использовать метод поэтапного моделирования. Напомним, что сущность метода сводится к тому, что на начальном этапе с минимальной степенью детализации рассматривается система в целом, а на последующих этапах с требуемой степенью детализации анализируется теплообмен в отдельных узлах и элементах прибора. В граничные условия на поверхностях подставляются найденные из предыдущих этапов расчета не локальные, а осредненные значения тепловых потоков и температур окружающих тел. Возникающие из-за этого погрешности могут быть определены аналитически либо экспериментально.

Поэтапное моделирование основано на иерархическом принципе проектирования оптических приборов. Так, рассматриваемая телекамера вместе с другими приборами установлена на платформе. Поэтому на первом этапе исследования теплового режима рассматривалась платформа с установленными на ней приборами, и определялась ее средняя температура. Оценки показали, что температура платформы в разных режимах работы в космосе изменяется в интервале от -20 до $+40$ °С. На

этом этапе проектирования наряду с данными о тепловом режиме были определены и другие требования технического задания по разработке телевизионной камеры, например, габаритные и установочные размеры и т. д.

На втором этапе проводился анализ теплового режима самой телекамеры: определялись средние температуры и перепады в отдельных ее узлах и элементах. При этом основывались на двух значениях температуры платформы: -20 и $+40$ °С. Уточненный расчет температур и термооптических aberrаций и составляет содержание третьего этапа проектирования оптической системы.

Полученные результаты использовались также при анализе теплового режима блока детекторов. Этот блок входит в состав телекамеры и крепится к корпусу оптической системы, температура которого считалась известной из предыдущего этапа. Расчет позволил обеспечить нормальный тепловой режим блока, при котором чувствительность приемников излучения и тепловые шумы соответствуют требованиям технического задания. Методика и результаты расчета приведены в [5.22].

Рассмотрим подробнее второй этап расчета теплового режима и примем температурные поля зеркал 1, 2, линз 9-12 и изменяющимися вдоль радиусов этих областей (рис. 23.3.1). Температурные поля участков корпуса 6-8 считаем одномерными, изменяющимися вдоль оси, температурные поля участков 3-5 бленды — двумерными, изменяющимися вдоль оси и по углу (в цилиндрической системе координат). Перепадом температуры по толщине перечисленных областей можно пренебречь. Температурные поля блоков электроники и детекторов примем равномерными, температуры окружающей среды (космос) и платформы заданы и равны соответственно -269 °С и -20 и $+40$ °С.

Источниками теплоты являются блоки электроники и детекторов, а также солнечное излучение, попадающее на бленду 3.

Теплообмен областей прибора осуществляется излучением и теплопроводностью. Теплофизические свойства веществ и коэффициенты теплоотдачи в пределах каждой области считались не зависящими от координат этих областей и зависящими от их средних температур.

С учетом сформулированных допущений математическая постановка задачи [5.22] представляет собой систему алгебраических и дифференциальных уравнений энергии:

$$T_i \sum_1^{17} \sigma_{ij} - \sum_1^{17} T_j \sigma_{ij} = P_i, \quad i = 13, 14, 15; \quad (23.3.1)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\partial^2 T_k}{\partial z^2} - b_k^2 (T_k - \tilde{T}_k) = 0, \quad k = 6, 7, 8; \quad (a) \\
 & \frac{\partial^2 T_r}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial T_r}{\partial r} - b_r^2 (T_r - \tilde{T}_r) = 0, \quad r = 1, 2, 9, 10, 11, 12; \quad (б) \\
 & \frac{\partial^2 T_\ell}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_\ell}{\partial \varphi^2} - b_\ell^2 (T_\ell - \tilde{T}_\ell) = \frac{W_\ell}{\lambda_\ell}, \quad \ell = 3, 4, 5; \quad (в) \\
 & \tilde{T}_n = \sum_{j=1}^{17} T_j \sigma_{nj} / \sigma_{\Sigma n} = \sum_{j=1}^{17} \sigma_{nj}; \quad (г) \\
 & T_s = \text{const}, \quad s = 16, 17; \\
 & b_n^2 = \sigma_{\Sigma n} / (\lambda_n V_n), \quad n = k, r, \ell.
 \end{aligned} \right\} (23.3.2)$$

Уравнения (23.3.1) соответствуют равномерно нагретым областям (радиатору, блокам электроники); (23.3.2, а) – участкам корпуса, температура которых меняется вдоль оси; (23.3.2, б) – зеркалам и линзам с радиальными температурными полями; (23.3.2, в) – участкам бленды с двухмерными температурными полями; наконец, уравнения (23.3.2, г) записаны для областей, температуры которых заданы: платформы, приемников излучения, окружающей среды.

Систему уравнений (23.3.2) дополняют граничные условия.

Точное решение такой системы уравнений практически невозможно, а численное связано с большими затратами труда на разработку и отладку программы, учитывающей особенности данной конструкции.

Задачу можно существенно упростить, так как теплообмен между областями можно характеризовать средними температурами отдельных поверхностей: торцевых и цилиндрических поверхностей участков бленды и корпуса, торцов и плоских поверхностей дисков, являющихся моделями зеркал и линз. В этом случае тепловой поток P_i , выделяющийся в i -й области, передается другим телам системы, то есть

$$\sum_j \sum_k \sum_\ell \sigma_{ij} (T_{ik} - T_{j\ell}) = P_i, \quad i = 1, \dots, 15. \quad (23.3.3)$$

Количество уравнений равно числу тел в системе. Количество неизвестных равно числу поверхностей всех тел и превышает количество уравнений. Для замыкания системы (23.3.3) необходимо записать уравнения,

связывающие средние температуры отдельных поверхностей каждого тела. Такие уравнения получаются путем точного (для одномерных областей) или приближенного (для двух- и трехмерных) аналитического решения соответствующего уравнения теплопроводности и имеют вид

$$\left. \begin{aligned} (T_0 - T_\ell) \sigma_{0\ell} + (T_0 - T_V) \sigma_{0V} &= Q_0, \\ (T_\ell - T_0) \sigma_{0\ell} + (T_\ell - T_V) \sigma_{\ell V} &= Q_\ell. \end{aligned} \right\} \quad (23.3.4)$$

Параметры $\sigma_{0\ell}$, σ_{0V} , $\sigma_{\ell V}$ и Q_ℓ приведены в работах [5.2-5.5]. Исходной информацией для анализа теплового режима являются тепловые проводимости и мощности тепловыделения в областях.

Расчеты теплового режима телекамеры выполнялись с помощью программы, предусматривающей автоматическое составление и решение алгебраических уравнений (23.3.3), (23.3.4). Расчет выполняется методом последовательных приближений с уточнением нелинейных параметров (лучистых проводимостей, коэффициентов $\sigma_{0\ell}$, σ_{0V} , $\sigma_{\ell V}$ в уравнениях (23.3.4)); в каждом приближении система уравнений решалась численным методом.

Изучались четыре режима работы телекамеры, различающиеся температурой платформы и наличием или отсутствием мощности тепловыделения в бленде. Результаты расчетов показали, что температуры элементов оптической системы незначительно отличаются от температур платформы. Максимальный перепад температуры между зеркалами оптической системы составляет 2,8 К. Перепады температуры по радиусам главного и вторичного зеркал не превышают соответственно 0,08 и 0,01 К. Перепад температуры по корпусу объектива лежит в диапазоне 2,3-8,9 К.

На основании уточненных значений температур выполнен абберационный расчет системы. При этом радиусы зеркал и линз, воздушные промежутки и показатели преломления определялись по формулам, приведенным в [5.22], с учетом температуры каждого элемента системы. При одинаковой температуре на всех элементах максимальная расфокусировка составляла всего 1 мкм, при уточненном расчете с учетом неравномерного распределения температуры оптической системы была получена расфокусировка в 19 мкм.

Максимальный перепад температуры по радиусу главного зеркала составляет 0,08 К, за счет этого радиус R зеркала меняется на величину $\Delta R = 8 \cdot 10^{-4}$ мм.

Таким образом, проведенные расчеты температурных полей и термооптических aberrаций позволяют сделать вывод, что принятые конструктивные меры обеспечивают нормальный тепловой режим оптической системы телекамеры, при котором величины термооптических aberrаций не превышают допустимых значений.

Если уточненный расчет показывает, что термоабберации превышают допустимые значения, то необходимо применение дополнительных мер (изменение конструкции, материалов или оптической схемы) для улучшения теплового режима и уменьшения термоаббераций.

Телевизионная съемка кометы Галлея показала правильность выбранной телевизионной камеры и конструкции телескопа: полученные снимки кометы отличались высоким качеством.

5.1. Дульнев Г.Н. Теплообмен в радиоэлектронных устройствах. М.: Госэнергоиздат, 1963, 288 с.

5.2. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л.: «Энергия», 1968, 359 с.

5.3. Дульнев Г.Н., Тарновский Тепловые режимы электронной аппаратуры: Учеб. пособие. Л.: «Энергия», 1971, 248 с.

5.4. Дульнев Г.Н. Теплообмен в радиоэлектронной аппаратуре: Учебник. М.: «Высшая школа», 1984, 247 с.

5.5. Дульнев Г.Н., Парфенов В.Г., Сигалов А.В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: «Радио и связь», 1990, 342 с.

5.6. Роткоп Л.Л., Спокойный Ю.Е. Обеспечение тепловых режимов при конструировании РЭА. М.: «Сов. радио», 1976, 229 с.

5.7 Варламов Р.Г. Компонировка радиоэлектронной аппаратуры. М.: «Сов. радио», 1975.

5.8 Дульнев Г.Н., Потягайло А.Ю. Классификация тепловых моделей системы тел с источниками энергии. Сб. «Труды ЛИТМО». Вып. 56. Л.: 1976. С. 4-13, 13-28.

5.9 Ярышев Н.А., Андреева Л.Б. Тепловой режим системы замкнутых оболочек при сложных энергетических воздействиях // Сб. «Труды ЛИТМО», вып. 70, 1972.

5.10 Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В. Обобщенная тепловая модель электронного аппарата с высокой плотностью монтажа // Изв. вузов. Приборостроение. Т. XIX. №10. Л.: 1976. С. 121-125.

- 5.11 Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В. Проблемы теплообмена в радиоэлектронных устройствах// «Радиотехника». Т. 32. №11. 1977. С. 86-96.
- 5.12. Дульнев Г.Н., Барабаш М.Б., Польщиков Б.В., Новицкая Т.И. Обобщенная тепловая модель РЭА с тепловыми трубами // Изв. вузов. Приборостроение. Т. XXIII. №4. 1980. С. 83-89.
- 5.13. Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В., Потягайло А.Ю., Гасанова В.В. Исследование температурного поля электронных аппаратов стоечного исполнения// Изв.вузов. Приборостроение. Т. XXII. №12. 1980. С. 65-70.
- 5.14. Дульнев Г.Н., Польщиков Э.И., Польщикова И.А. Стационарный тепловой режим электронного аппарата с комбинированным охлаждением// Сб. трудов ЛИТМО. Вып.86. Л., 1976. С. 36-49.
- 5.15 Польщиков Б.В., Гасанова В.В. Температурное поле параллелепипеда с линейчатым источником // Сб. трудов ЛИТМО. Вып. 86. Л., 1976. С. 49-59.
- 5.16. Акаев А.А., Дульнев Г.Н. Новый приближенный аналитический метод для решения краевых задач теплопроводности // Сб. трудов ЛИТМО. Вып. 70. Л., 1972. С. 3-48.
- 5.17. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композитных материалов: Справочная книга. Л.: «Энергия», 1974, 264 с.
- 5.18. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л.: «Энергоатомиздат», 1991, 248 с.
- 5.19. Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В., Потягайло А.Ю. Разработка алгоритма иерархического моделирования процессов теплообмена в сложных радиоэлектронных комплексах// Радиотехника, т. 34, №11, 1974, с. 49-54.
- 5.20. Глебов И.А., Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В. Тепловое моделирование электротехнических устройств // Изв. АН СССР, серия «Энергетика и транспорт», №2. 1982. С. 70-78.

- 5.21. Ага О.Б., Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В. Тепловое моделирование электротехнических устройств // ИФЖ. Т. 40. №6. С. 1062-1069.
- 5.22. Дульнев Г.Н., Костенко В.И., Сахова Е.В., Ушаковская Е.Д. Тепловой режим камеры «Вега» (препринт). М.: НКЧ АН СССР, 1984.
- 5.23. Дульнев Г.Н. Механика жидкостей и газов: Учеб. пособие. СПб.: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. 188 с.
- 5.24. Первозванский А.А., Гейцгорн В.Г. Декомпозиция, агрегирование и приближенная оптимизация. М.: «Наука». 1979. – 344 с.
- 5.25. Лыков А.В. Теория теплопроводности: Учебник. М.: «Высшая школа», 1967. – 600 с.
- 5.26. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: «Машиностроение», 1975. – 558 с.
- 5.27. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. М.: «Искусство», 1978. – 543 с.
- 5.28. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. М.: «Машиностроение», 1969. – 672 с.
- 5.29. Рябов С.Г., Торопкин Г.И., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. М.: «Радио и связь», 1985. – 280 с.
- 5.30. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: «Наука», 1979. – 328 с.
- 5.31. Мезиков А.В., Соис Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: «Машиностроение», 1986. – 199 с.
- 5.32. Норенков И.П. Введение в автоматизированное проектирование технических устройств и систем. М., 1980.
- 5.33. Дульнев Г.Н., Корнев П.А., Спокойный М.Ю. Автоматизированный выбор функциональной схемы термостата // Изв. вузов. Приборостроение. Т. 27.

5.34. *Мартыненко О.Г., Колесников П.М., Колпацников В.П.* Введение в теорию конвективных линз. Минск: «Наука и техника», 1972, 310 с.

5.35. Телевизионная съемка кометы Галлея // Отв. ред. акад. Сагдеев Р.З., Институт космических исследований АН СССР. М.: «Наука», 1989, 295 с.

5.36. *Дульнев Г.Н., Ушаковская Е.Д., Цуканова Г.И.* Термооптические процессы в зеркально-линзовых объективах. I. Схема синтеза// ИФЖ. Т. 52. №5. 1987. С. 827-833.

5.37. *Дульнев Г.Н., Ушаковская Е.Д., Цуканова Г.И.* Термооптические процессы в зеркально-линзовых объективах. II. Поэтапное моделирование//ИФЖ. Т. 53. №1. 1987. С. 101-106.

5.38. *Дульнев Г.Н., Польщиков Б.В.* Тепловой режим электронного аппарата с твердыми теплостоками// Вопросы радиоэлектроники, сер. ТРТО. №1. 1973. С. 47-57.

5.39. *Дульнев Г.Н., Сергеев А.О., Сигалов А.В.* Расчет теплового режима и проектирование блоков РЭА с кондуктивными теплостоками // Изв. вузов. Приборостроение. Т. XXX. №11. 1987. С. 82-86.

5.40. *Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П., Шарков А.В.* Исследование эффективности кондуктивных теплостоков для охлаждения блоков РЭА с плотным монтажом // Изв. вузов. Приборостроение. Т. XIV. №3. 1971. С. 89-92.

5.41. *Дульнев Г.Н., Кайданов А.И.* Приближенный аналог естественной конвекции в плоском канале при стабилизированном течении жидкости // ИФЖ. Т. XVII. №2. 1969. С. 216-225.

5.42. *Дульнев Г.Н., Кайданов А.И.* Температурное поле параллелепипеда с объемным источником энергии и внутренней конвекцией // ИФЖ. Т. XVII. №3. 1969. С. 506-511.

5.43. *Гаврилов Ю.А., Дульнев Г.Н.* Приближенная оценка коэффициента теплообмена при ламинарном и турбулентном течении жидкости в плоских каналах // ИФЖ. Т. XXIII. №4. 1972. С. 612-617.

5.44. *Гаврилов Ю.А., Дульнев Г.Н., Шарков А.В.* Вынужденная конвекция в плоском канале с впадинами // ИФЖ. Т. XXXV. №5. 1978. С. 812-819.

5.45. *Дульнев Г.Н., Прасолов Р.С., Шарков А.В.* Конвективный теплообмен в условиях разряжения // Вопросы радиоэлектроники, серия ТРТО. Вып. 1. 1971. С. 15-21.

5.46. *Прасолов Р.С.* Массо- и теплоперенос в топочных устройствах. Л.: «Энергия», 1964. – 240 с.

5.47. *Дульнев Г.Н., Колтунова Е.Н.* Тепловые режимы в одноблочных РЭА в условиях невесомости // Вопросы радиоэлектроники. Серия ТРТО. Вып. 3. 1971. С. 3-9.

5.48. *Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П., Шарков А.В.* Исследование теплообмена в замкнутых воздушных прослойках при пониженном давлении // ИФЖ. Т. XXV. №3. 1973. С. 409-414.

5.49. *Дульнев Г.Н., Сахова Е.В., Сигалов А.В.* Принцип местного влияния в методе поэтапного моделирования // ИФЖ. Т. XLV. №6. 1983. С. 1002-1008.

5.50. *Дульнев Г.Н., Савинцева Л.А., Шарков А.В.* Тепловой режим осветителя, работающего в импульсном режиме // ИФЖ. Т. XLI. №1. 1981. С. 112-118.

5.51. *Савинцева Л.А., Частый В.Л., Шарков А.В.* Расчет мощности внутренних источников тепла в системах, содержащих источник высокотемпературного излучения // «Изв. ВУЗов. Приборостроение». Т. 21. №3. 1978. С. 102-106.

5.52. Методы расчета оптических квантовых генераторов // Под ред. Степанова Б.И. Минск: «Наука и техника», 1968. – 656 с.

5.53. Митькин В.М., Щавелев О.С., Бункина М.И. О выборе температуры работы лазера на неодимовом стекле // ЖПС. 1975. Т. 23. №2. С. 218-223.

РАЗДЕЛ ШЕСТОЙ. ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ

Введение

В приборостроении часто рассматривают процесс теплообмена в материалах с фазовыми превращениями. При этом в первую очередь обратим внимание на фазовые превращения, сопровождающиеся сублимацией и абляцией. Сублимацией принято называть фазовый переход непосредственно от твердого тела в газообразную фазу; под термином “абляция” понимается унос массы материала при тепловом и механическом воздействии на него высокотемпературного потока газа.

Известно, что одним из видов эффективной тепловой защиты объектов, работающих в условиях интенсивного нагрева ($T > 3000^\circ \text{K}$, $q > 10^5 \text{ вт/м}^2$), является тепловая защита путем абляции. Кроме того, явления сублимации и абляции возникают в процессе технологической обработки материалов с помощью концентрированного энергетического потока (лазерный луч, плазменная обработка и т.д.).

Во второй половине XX века широко использовалось применение такого луча в технологических процессах в металлургии (при сварке, обработке отверстий, спекании, легирования и т.д.), в микро- и радиоэлектронике (нанесение пленок, исполнение микросхем, изготовление р-п переходов), при записи информации с применением лазерного луча и в других областях техники. Заметим, что свыше 90% всех отмеченных процессов связано с явлениями теплообмена и наиболее широкое применение они получили в приборостроении. Эти причины объясняют то внимание, которое в конце 1960-х годов проявили к этим процессам сотрудники проблемной лаборатории теплотехники ЛИТМО. Оно было связано как с участием в создании теоретических основ лучевой технологии, так и с изысканиями методов защиты объектов при воздействии на них мощного энергетического потока. Легко усмотреть, что обе эти проблемы тесно связаны, так как в основе их лежат одни и те же процессы.

Однако, оба эти направления имеют свою специфику. В частности, для защиты материалов от разрушения необходимо суметь подобрать вещества с определенными свойствами. Для определения этих свойств необходимо создать соответствующие тепловые приборы. Решение этой задачи рассмотрено в работах [6.1 – 6.5].

ГЛАВА 24. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ТЕПЛОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

24.1. Время достижения температур плавления и испарения. Толщина прогретого слоя

Для получения интегральных оценок процесса тепло-, массообмена при взаимодействии энергии с веществом последнее схематически можно представить следующим образом. Энергия импульса, подводимая к некоторому участку поверхности тела, поглощается в тонком поверхностном слое вещества. При определенной мощности q_0 и длительности $\tau_{\text{н}}$ энергетического импульса в зоне участка взаимодействия происходит быстрый рост температуры вплоть до плавления и последующего испарения вещества.

Переход в газообразное состояние сопровождается значительным увеличением объема, давление в зоне взаимодействия выбрасывается “факел” испаренного вещества, движущийся в направлении, противоположном распространению энергетического пучка. В самом теле в области взаимодействия вещество существует в испаренном (газообразном и плазменном), жидком и твердом состояниях, причем границы раздела фаз (газ – жидкость, жидкость – твердое тело) движутся с некоторой скоростью в глубь тела. Образуется кратер, у которого скорость увеличения глубины V зависит от плотности потока энергии и физических свойств тела.

Описанный процесс взаимодействия сопровождается вторичными явлениями: с ростом давления и температуры на дне кратера (в зоне поглощения энергии) происходит термическая ионизация, вещество частично переходит в плазменное состояние. Выходя из канала, поток газа и плазмы отдает часть своей энергии веществу, в результате чего происходит оплавление стенок кратера и перенос жидкой фазы в факел. Капли жидкости возникают также при конденсации паров вещества в струе газа.

Предположим, что процесс поглощения энергии происходит в тонком поверхностном слое тела. Тогда, заменяя тело полупространством и принимая его теплофизические свойства не зависящими от температуры, запишем систему уравнений, описывающих этот процесс.

Уравнение теплопроводности Фурье имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (0 \leq x < \infty, \tau \geq 0),$$

где $t(x, \tau)$ – температура в точке x тела в момент времени τ , a – коэффициент температуропроводности.

В начальный момент времени $\tau=0$, распределение температуры в теле равномерно и равно t_n , то есть

$$t(x, 0) = t_n.$$

Условие теплообмена на границе при $x=0$ (рис. 24.1.1) запишется в виде

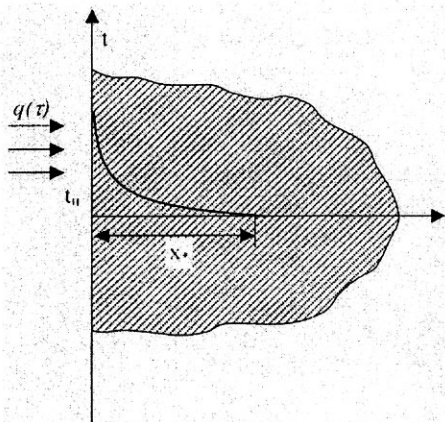


Рис. 24.1.1

$$q(\tau) = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x=0},$$

где λ – коэффициент теплопроводности тела.

На значительном расстоянии от поверхности температура тела равна t_0 и справедливо условие полупространства

$$\frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x=\infty} = 0,$$

$$\text{или } t(x, 0) \Big|_{x=\infty} = t_0.$$

Точное решение сформулированного здесь линейного процесса записывается [6.6, 6.7] в виде

$$t(x, \tau) - t_n = \frac{2q}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (24.1.1)$$

Здесь через $\operatorname{ierfc}(u)$ обозначена функция

$$\operatorname{ierfc}(u) = \int_u^\infty \operatorname{erfc}(w) dw = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} - 4\operatorname{erfc} u, \quad (24.1.2)$$

где буква i означает операцию интегрирования в соответствии с приведенным выражением; t_n – начальная температура тела.

Из (24.1.1) с учетом (24.1.2) следует, что на поверхности тела $x = 0$ по истечении времени τ , возникнет температура $t(0, \tau)$, определяемая формулой

$$t(0, \tau_*) - t_0 = \frac{2q\sqrt{a\tau_*}}{\lambda} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{4a\tau_*}} - \frac{x}{2\sqrt{a\tau_*}} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau_*}} \right]_{x=0}$$

Так как $\operatorname{erfc}(0)=1$, то

$$t(0, \tau_*) - t_0 = \frac{2q\sqrt{a\tau_*}}{\lambda\sqrt{\pi}} = \frac{2q}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_*}{\lambda c \rho}}, \quad (24.1.3)$$

откуда

$$\tau_* = 0,785 \lambda c \rho \frac{(t_* - t_0)^2}{q^2}. \quad (24.1.4)$$

Введем понятие x_* толщины прогретой зоны; это толщина, на которой перегрев $[t(x_*, \tau) - t_0]$ составляет заданную величину Δ от перегрева поверхности. С учетом (24.1.4) имеем

$$\Delta = \frac{t(x_*, \tau) - t_0}{t(0, \tau) - t_0} = \sqrt{\pi} \operatorname{ierfc} \frac{x_*}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (24.1.5)$$

В частном случае, при $\Delta=0,05$, с помощью таблиц [6.8] получим

$$x_* = 2,36\sqrt{a\tau}. \quad (24.1.6)$$

Формула (24.1.5) позволяет дать более четкое определение понятия "полупространство". Пусть на поверхности пластины толщиной h действует локальный источник плотности q и размером d . Если к моменту окончания процесса отношение толщины прогретого слоя x_* к диаметру

луча $d \frac{x_*}{d} \ll 1$, то процесс теплопроводности можно считать одномер-

ным. Если отношение $\frac{x_*}{h} < 1$, то к телу может быть применена модель полупространства с распределенным по поверхности источником.

Применение феноменологического аппарата теплопроводности и, в частности, решение (24.1.1) следует считать оправданным. Так, в чистых металлах основными носителями энергии являются электроны. Время релаксации при столкновениях типа фотон-фотон, электрон-фотон и фотон-электрон соответственно составляют 10^{-11} , 10^{-13} , 10^{-11} с, поэтому в процессе взаимодействия для импульсов длительностью $\tau_u = 10^{-3} \div 10^{-7}$ с электроны и решетка металла практически находятся в тепловом равновесии, и феноме-

нологический метод к анализу процесса взаимодействия можно считать обоснованным.

При интенсивном энергетическом воздействии температура поверхности материала достигает критического значения t_* , при котором начинаются фазовые превращения (плавление, испарение, сублимация), затем вещество начинает частично разрушаться и уноситься в окружающую среду.

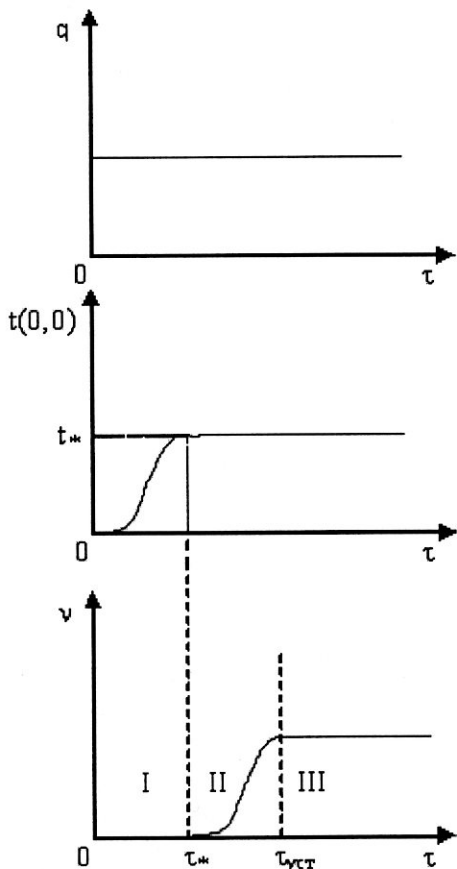


Рис. 24.1.2

Остановимся на процессе сублимации, в котором можно выделить три стадии: пока не достигнута температура t_* , все поступающее тепло отводится внутрь тела теплопроводностью. Затем наступает переходная стадия процесса и она связана с уносом материала, причем скорость уноса меняется со временем. При $q = \text{const}$ с течением времени процесс стабилизируется, достигается стационарная скорость уноса V и наступает третья, квазистационарная стадия нагрева.

Качественный характер изменения q , $t(0, \tau)$ дан на рис. 24.1.2. Через $t(0, \tau)$ обозначена температура поверхности тела, начало координат совмещено с твердой поверхностью.

Первая стадия процесса нагрева полубесконечного тела может быть рассчитана по формулам (24.1.1)–(24.1.6). Точное аналитическое описание на второй стадии затруднено и поэтому обычно используются приближенные

методы. Эта стадия процесса будет рассмотрена ниже.

Рассмотрим третью квазистационарную стадию процесса. Введём [6.10] движущуюся систему координат

$$\varepsilon = x - v\tau \quad (24.1.7)$$

и преобразуем уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2},$$

перейдя к подвижной системе координат

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial x} = \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon},$$

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varepsilon^2},$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} = -v \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon}.$$

Подставим эти выражения в исходное уравнение теплопроводности. Получим это уравнение для подвижной системы координат

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varepsilon^2} + \frac{v}{a} \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon} = 0. \quad (24.1.8)$$

Его решением будет

$$\vartheta = Ae^{-\frac{v}{a}\varepsilon} + B.$$

Неизвестными параметрами здесь являются A , B и V .

Граничные условия имеют вид:

$$\vartheta(\varepsilon=\infty)=0, \quad \vartheta(\varepsilon=0)=\vartheta_{c6}, \quad \text{где } \vartheta_{c6} = t_{c6} - t_0,$$

где t_{c6} – температура сублимации, t_0 – начальная температура.

из этих условий находим, что $B=0$, $A=\vartheta_{c6}$ и (24.1.8) примет вид

$$\vartheta = \vartheta_{c6} e^{-\frac{v}{a}\varepsilon}. \quad (24.1.9)$$

Тепловой поток q , подводимый к границе $\varepsilon=0$, затрачивается на сублимацию ($\nu\rho Q_{c6}$) части вещества, остальной поток идет вглубь

тела – $\lambda \left. \frac{d\vartheta}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=0}$. Здесь Q_{c6} – энергия сублимации, Дж/кг.

$$q = \nu\rho Q_{c6} - \lambda \left. \frac{d\vartheta}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=0}.$$

Последнее условие путем подстановки в него формулы (24.1.9) позволяет определить скорость V :

$$v = \frac{q}{c\rho g_{cб} + \rho Q_{cб}}. \quad (24.1.10)$$

24.2. Процесс уноса сублимированного материала

1. Найдем толщину прогретого слоя ε , в твердом теле, на которой температура составляет от максимального перепада заданное значение

$$\Delta = \frac{t(\varepsilon_*) - t_0}{t_{cб} - t_0}.$$

Из формулы (24.1.9) получаем

$$\varepsilon_* = -\frac{a}{v} \ln \frac{1}{\Delta}. \quad (24.2.1)$$

2. Время наступления квазистационарного режима складывается из времени τ_* (24.1.4) и длительности переходного процесса ($\tau_{уст} - \tau_*$), в течение которого достигается с заданной точностью квазистационарная скорость разрушения.

Последняя составляющая может быть ориентировочно оценена по формуле [6.2]

$$\tau_{уст} - \tau_* = \frac{a}{v^2}. \quad (24.2.2)$$

3. Массовая скорость уноса вещества G (кг/с) и полная масса разрушенного вещества M (кг) в квазистационарном режиме определяются по формулам

$$G = \rho sv = \frac{qs}{Q_y}, \quad q = \frac{E}{s\tau_u}, \quad M = \rho sv\tau_u = \frac{E}{Q_y}, \quad (24.2.3)$$

где E – полная энергия импульса, Дж; Q_y – удельная теплота уноса, Дж/кг; s – площадь сечения луча m^2 , τ_u – длительность импульса.

4. Теплота уноса численно равна энергии, которую необходимо затратить, чтобы разрушить единицу массы вещества

$$Q_y = C_m(t_{nl} - t_0) + Q_{nl} + C_{ж}(t_{исн} - t_{nl}) + Q_{исн} + C_n(t_u - t_{исн}) + Q_u, \quad (24.2.4)$$

где C_{τ} , $C_{ж}$, $C_{п}$ – удельные теплоемкости материала в твердом, жидком и газообразном состояниях; $Q_{пл}$, $Q_{исп}$, $Q_{и}$ – теплоты плавления, испарения, ионизации соответственно.

5. Если предположить, что твердое тело находится в динамическом равновесии со своими парами, а последние подчиняются законам идеальных газов, то массовый расход согласно мелекулярно-кинетической теории газов может быть приближенно найден по формуле [6.6]

$$G = P \sqrt{\frac{\mu}{2\pi R_0 T_0}} S, \quad (24.2.5)$$

где P , T_0 – давление и температура на дне кратера; μ – молекулярный вес, кг/кмоль; R_0 – универсальная газовая постоянная, $R_0 = 8314,3$ Дж/кмоль К.

С другой стороны, было установлено, что $G = \rho_s v = \frac{qs}{\varphi_y}$.

Объединив последнее отношение с формулой (24.2.5), можно рассчитать силу F , действующую на дно кратера, и импульс силы J .

$$F = P_0 S = 2,56 \sqrt{\frac{R_0 T_0}{\mu}}, \quad J = F \tau_u. \quad (24.2.6)$$

6. Учет изменения температуры фазового перехода от давления может быть выполнен по формуле Клапейрона-Клаузиуса

$$T_{\phi}^p = \frac{T_{\phi}^0}{1 - \frac{R_0 T_{\phi}^0}{Q_{\phi}^0 \mu} \ln \frac{P}{P_0}}. \quad (24.2.7)$$

Все параметры, стоящие в правой части, взяты при атмосферном давлении P_0 .

24.3. Экспериментальные исследования теплозащитных свойств материалов

Процесс уноса массы материала при его взаимодействии с мощным энергетическим потоком связан с большим числом тепловых массообменных и химических параметров, в том числе эффективной теплоты и температуры уноса, коэффициента температуропроводности. Надежные данные могут быть получены в условиях, близких к начальному процессу.

Испытания в натуральных условиях сложны и их не всегда можно провести, поэтому желательно создание лабораторных методов. Показано, что для практических целей можно ограничиться нахождением скорости уноса материала и коэффициента температуропроводности теплозащитных материалов.

Перенос тепла в теле определяется уравнением Фурье

$$C \frac{\partial \vartheta}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right), \quad (24.3.1)$$

где $\vartheta = t - t_0$, t_0 - начальная температура.
Введем вместо v новую переменную $I(v)$

$$I(v) = \int_0^v C_v dv \quad (24.3.2)$$

и проведем замену переменной

$$\frac{\partial I}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial}{\partial x} \left(a \frac{\partial I}{\partial x} \right). \quad (24.3.3)$$

Запишем уравнение (24.3.3) в подвижной системе координат, связанной с фронтом разрушения материала

$$\frac{\partial I}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial}{\partial x} \left(a \frac{\partial I}{\partial \varepsilon} \right) + \frac{\partial s(\tau)}{\partial \tau} \frac{\partial I}{\partial \varepsilon}, \quad (24.3.4)$$

где $\varepsilon = v - s(\tau)$ - подвижная координата $s(\tau)$ - толщина разрушаемого слоя материала.

В квазистационарном режиме $\frac{\partial I}{\partial \tau} = 0$, $\frac{ds}{d\tau} = v$ уравнение преобразуем к виду

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left(a \frac{dI}{d\varepsilon} \right) + V \frac{dI}{d\varepsilon} = 0, \quad (24.3.5)$$

где v - линейная установившаяся скорость разрушения.

Для полуограниченного тела граничные условия для (24.3.5) выражают постоянство энтальпии на передней границе и равенство ее нулю на бесконечности

$$I(\varepsilon)|_{\varepsilon=\infty} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dI}{d\varepsilon}|_{\varepsilon=\infty} = 0, \quad (24.3.6)$$

$$I(\varepsilon)|_{\varepsilon=0} = I_0,$$

где I_0 - энтальпия материала при температуре уноса или абляции ϑ_a .
Интегрируя уравнение (24.3.5) при условии (24.3.6), получаем

$$a \frac{dI}{d\varepsilon} + v_0 I = 0,$$

откуда

$$a(I) = -v_0 \frac{1}{\frac{1}{I} \frac{dI}{d\varepsilon}}. \quad (24.3.7)$$

Если в опыте измерять температуру в теле с координатой $x=x_1$, то производная

$$\frac{dI}{d\varepsilon} = \frac{dI}{d\tau} \frac{d\tau}{d\varepsilon} \quad \text{и} \quad \frac{d\varepsilon}{d\tau} = -\frac{dS}{d\tau} = -v$$

и, следовательно, получим

$$\frac{dI}{d\varepsilon} = -\frac{1}{v_0} \frac{dI}{d\tau}.$$

Подставив эти выражения в формулу (24.3.7), найдем

$$a(I) = v^2 \frac{1}{\frac{1}{\vartheta(x_1, \tau)} \frac{d\vartheta(x_1, \tau)}{d\tau}} [1 - \sigma(C_v, \vartheta)], \quad (24.3.8)$$

где

$$\sigma = \frac{\int_0^v \vartheta dC_v}{C_v \vartheta}. \quad (24.3.9)$$

Формула (24.3.8) может служить основой для определения $\alpha(I)$, входящая в нее величина σ , определяемая по формуле (24.3.9), есть температурная поправка на переменность объемной теплоемкости C_v материала. Если $C_v = \text{const}$, то формула (24.3.8) принимает вид (24.1.3)

$$a(v) = v^2 \frac{1}{\frac{1}{\vartheta(x_1, \tau)} \frac{d\vartheta(x_1, \tau)}{d\tau}}. \quad (24.3.10)$$

Обычно в отечественных и зарубежных работах для определения коэффициента температуропроводности материала это выражение и использовалось. Заметим, что поправка σ вносит существенное изменение в расчеты и достигает 25%. Методика определения величины Q выполнена для однородного материала, однако, ее можно использовать и для определения температуропроводности составных неоднородных материалов, внутри которых могут происходить различные химические реакции. В этом случае полученные характеристики будут справедливы лишь для конкретных условий нагрева, например, при заданной скорости V уноса материала.

Итак, основными параметрами, которые позволяют оценить эффективность разрушающихся материалов, являются скорость уноса V и коэффициент температуропроводности. При проектировании установок для определения этих параметров необходимо хотя бы приблизительно воспроизводить реальные условия нагрева.

В большинстве случаев защитные материалы работают в условиях нагрева их в высокоскоростных и высокотемпературных потоках газа, что следует и реализовывать. Даже при температуре газа не ниже 3000°C , тепловой поток изменяется в пределах 10^5 – 10^7 Вт/м², желательны реализовать поток газа с определенными свойствами (инертная и окислительная среда).

Такая установка была создана в 1965 г. в проблемной лаборатории тепловых приборов ЛИТМО Б.Ф. Ермолаевым, А.И. Корольковой, Н.О. Рыжовым, К.И. Кузьминым, Г.Н. Дульневым, Р.А. Испиряном и Н.А. Ярышевым [6.5]. Она состоит из источника нагрева – плазменной горелки, калориметров для регистрации теплового потока, устройства для крепления и перемещения образцов и измерительного стенда.

24.4. Нанесение информации на лазерный диск

Исследования по нанесению информации для архивных целей на лазерные диски однократной записи (ЛДОЗ) показали, что наиболее перспективным с позиции архивоспособности является титан: он способен хранить информацию свыше 50 лет. ЛДОЗ – многослойная плата, состоящая из подложки ПММА – полиметил метакрилат (SiO_2), регистрирующей среды (Bi, Te, Al, Ti) и защитного покрытия (рис. 24.4.1).

Качество наносимой информации достаточно полно определяется контрастом

$$K = \frac{R_1 - R_0}{R_1 + R_0},$$

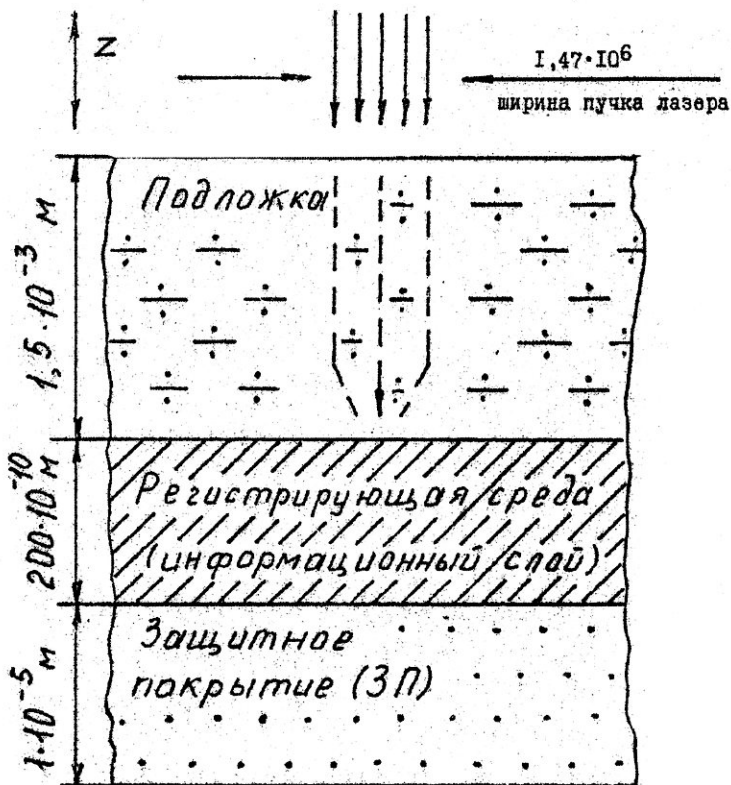


Рис. 24.4.1

характеризующим относительное изменение коэффициента отражения регистрирующей поверхности до записи R_1 и после нее R_2 .

Слои ЛДОЗ выполняют определенные функции: подложка – массивное основание, несущее остальные слои, регистрирующий (информационный) слой – носитель информации в виде прожженных в нем с помощью лазера отверстий (питов); защитное покрытие предохраняет эту среду от механических и химический агрессивных влияний.

Титан и ПММА имеют различные температуры плавления (1984°K и 343°K), что приводит к сильному обгоранию подложки и сказывается на качестве записи. Температурное поле для модели полупространства описывается системой уравнений

$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2},$$

$$T|_{x=0} = T_{m, Ti}, \quad \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=\infty} = 0, \quad T(0, x) = T_0,$$

где $T_{m, Ti}$ – температура плавления титана; T_0 – начальная температура; x^* – глубина прогрева материала.

Решение этой системы уравнений приведено в [6. 8, 6.9] и имеет вид

$$\frac{T(x^*, \tau) - T_0}{T(0, \tau) - T_0} = \operatorname{erf} \frac{1}{2\sqrt{F_0}}. \quad (24.4.1)$$

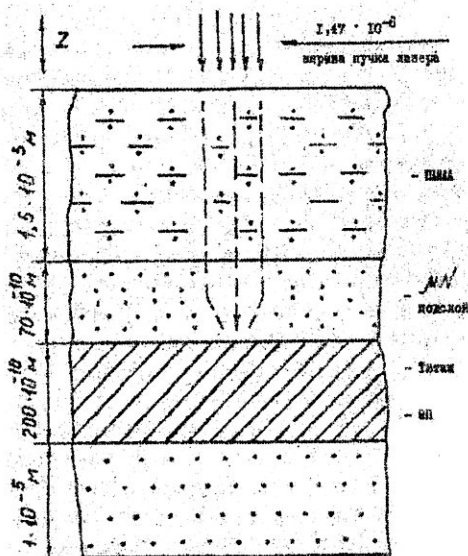


Рис. 24.4.2

Пусть на глубине x , температура не превышает 483 К, так как свыше этой температуры происходит деструкция ПММА и время импульса равно $\tau = 10^{-6}$ с соответствует хорошему качеству записи. Тогда по формуле (24.4.1) можно определить глубину прогрева $x \approx 1 \cdot 10^{-6}$ м, то есть подложка прогорает на большую глубину. Для предотвращения прогорания подложки А.Г. Емец [6.9] предложил использовать четырехслойную конструкцию лазер-

ного диска с введением подслоя между титаном и подложкой, последний (рис. 24.4.2) выполнен из SiO_2 методом молекулярного наслаивания. Подслой улучшает тепловой контакт между титаном и подложкой и частично сглаживает различия в температурах плавления титана и ПММА.

Оценки показали, что глубина прогрева $x_s = 2$ мкм, то есть такой должна быть толщина SiO_2 слоя.

А.Г. Емец [6.9] уточнил расчеты температурных полей для модели теплового источника с нормальным законом распределения лазерного излучения. Предположение о бесконечно большой скорости распространения теплового потока и учет нормального закона распределения лазерного излучения приводит [6.9] к уравнению теплопроводности вида

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \left[a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \frac{q(r)(1 - R') \exp(-z_0 D)}{Dc\rho}, \quad (24.4.2)$$

где τ, z – цилиндрические координаты; R' – коэффициент отражения; D – коэффициент ослабления в зоне Бугера; c, ρ – удельная теплоемкость и плотность материала; $q(r)$ – плотность источника.

При высокоинтенсивных процессах теплопроводности, к которым как можно предположить, относится изучаемый процесс записи информации необходимо учитывать скорость распространяемого тепла

$$W = \sqrt{\frac{a}{\tau_p}}, \quad (24.4.3)$$

где τ_p – время, или постоянная релаксации, оно равно для металлов 10^{-12} с.

Оценим возможность применения уравнения (24.4.1) в случае, где скорость записи информации 1 Гбит/с, что соответствует длительности

импульса $\tau_{\text{имп}} = 10^{-9}$ с. Поэтому имеем $\frac{\tau_p}{\tau_{\text{имп}}} = \frac{10^{-12}}{10^{-9}} = 10^{-3}$ с.

А.В.Лыков [6.9, 6.10] показал, что при отношении постоянной релаксации к длительности импульса менее 0,1 с возможно использовать уравнение [24.4.2]. В противном случае надо применять уравнение теплопроводности, учитывающее конечную скорость переноса теплового потока.

Заметим, что сегодняшние потребности вполне удовлетворяют скорости порядка 10 МБит/с. Однако, можно считать, что в ближайшем будущем потребуются более высокие скорости записи информации.

В дальнейшем была проведена оценка релаксации в продольном и вертикальном направлениях. Оказалось, что время релаксации температуры

в подложке меньше времени релаксации в радиальном направлении в слое титана. Это позволило оценить, какая часть тепла уходит в подложку и защитное покрытие.

А. Г. Емец [6.9] рассмотрел процесс образования пита и различные стадии разрушения слоя титана: образование отверстия маленького диаметра, рост этого отверстия до диаметра гауссова пучка, плавление титана, выравнивание расплава под действием внешних сил и поверхностного натяжения, – а также рассчитал скорость течения потока расплава.

В идеальном случае радиус пита должен стать равным радиусу пучка, но реально он может быть и меньше. На основании проведенной оценки процесса образования пита на конструкции титан-подложка была построена математическая модель. Численная реализация этой модели позволила сделать заключение о перспективности использования более легкоплавкого материала, чем титан и увеличить скорость нанесения информации. Численные расчеты были также проведены по модели конструкции подложка-титан-вольфрам.

Эти исследования [6.9] показали перспективу получения носителя с более высокими архивоспособностью и скоростью записи, чем у конструкции «подложка-титан».

ГЛАВА 25. ВЫТЯЖКА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА*)

25.1 Тепломассообмен при производстве оптического волокна

Исследование в области квантовой электроники, оптоэлектроники, химии и технике получения особо чистого кварцевого стекла привели к использованию видимой инфракрасной частей электромагнитного спектра для применения в система передачи информации и созданию волоконно-оптических линий связи. Одной из основных компонент таких линий является волокно (ОВ) из кварцевого стекла, которое используется как канал передачи информации. 1970 год может служить точкой отсчета получения ОВ, когда Капрон, Кек получили волокно с потерями 20 дБ/км на длине волны 0,63 мкм; в СССР разработка основ технологии производства оптических волокон началась в 1973 году в ИОФАНе, ИХАНе под руководством академиков Г.Г. Девятых, А.М. Прохорова и члена-корреспондента АН СССР Е.М. Дианова.

Замена металлических проводников, волоконными светодиодами из диэлектриков, не только сокращение потребления меди и свинца, но и использование оптических частей на несколько порядков превышающих частоты СВЧ-диапазона. Кроме того, волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) не чувствительны к действию электромагнитных полей; в одном волоконном световоде тысячи каналов связи при очень высоких скоростях передачи информации. При изучении оптических характеристик ОВ обнаружено, что различные физические воздействия (температура, давление, деформация и т.д.) могут влиять на интенсивность, фазу, частоту, поляризацию световой волны. Таким образом оптическое волокно может использоваться в волоконно-оптических приборах – датчиках физических величин, обладающих целым рядом преимуществ: электрической пассивностью, термической стабильностью, коррозионной стойкостью, устойчивостью к электромагнитным помехам и т.д.

Волоконный световод представляет собой цилиндрический сердечник из светопроводящего диэлектрического материала с показателем преломления n_1 , окруженный светоотражающей оболочкой с показателем преломления n_2 (характерный диаметр $\sim 150\text{-}200$ мкм). При $n_1 > n_2$

*) *Материал этой главы написан доктором технических наук, профессором В.Н. Васильевым*

и определенных условиях ввода излучения будет соблюдаться закон полного отражения света от границы раздела сердечник-отражающая оболочка. И в идеальном случае излучение будет распространяться в сердечнике без потерь. Однако, в реальных условиях наблюдается затухание светового сигнала, обусловленное невыполнением условий ввода энергии в оптическое волокно, неоднородностями профиля показателя преломления, поглощения на примесях (ионах переходных металлов, гидроксильных групп ОН- и т.д.), рассеянием на пузырьках, микротрещинах, расстеклованных зонах и т.д. Уменьшение ширины пропускания вызвано хроматической и межкодовой дисперсиями, а незначительные флуктуации показателя преломления приводят к снижению этого параметра более чем на два порядка. В связи с этим, производство ОВ высокого качества (затухание ≤ 1 дБ/км и шириной пропускания > 1000 МГц км) предъявляют высокие требования к техническим процессам.

Перед технологией производства ОВ, как и другой наукоемкой технологией, стоят условия, чтобы разрабатываемый технологический процесс обеспечивал требуемые характеристики готовой продукции и чтобы он обеспечивал воспроизводимость характеристик. Первая задача в принципе решена – отдельные образцы кварцевых оптических волокон имеют данные, приближающиеся к теоретически возможным. Для решения этой задачи определены принципы и пути построения технологических процессов. Вторая задача ждет своего решения. Сложность и своеобразие физико-химических процессов делают необходимым разработку и внедрение принципов, методов решения поставленной задачи. В этой связи резко возрастает интерес к тепломассообменным процессам, протекающим при производстве ОВ на всех стадиях.

На всех этапах производства ОВ присутствуют гидрогазодинамические, диффузионные, тепловые процессы. Правильная оценка этих процессов имеет решающее значение в существующих технологиях и при проектировании новых технологических схем и расчете их технико-экономических показателей. Тепломассообмен является основным процессом при производстве заготовок парофазного химического осаждения, при вытяжке оптического волокна, при нанесении полимерного покрытия. Знание тепломассообменных процессов в производстве ОВ позволяет определить область устойчивости процесса и управлять повторяемостью результатов. Опыт работы на промышленных установках показывает, что одним из основных контролируемых параметров является температура. Источники нагрева, используемые на установках вытяжки, имеют разную природу: кислородно-водородные горелки, резистивные печи, индукционные печи, лазерный нагрев. Нетривиальность конструк-

тивных решений требует тщательного изучения процессов теплообмена в этих устройствах. Созданные тепловые модели источников нагрева служат основой для более быстрого и экономичного нахождения оптимальных конструкций и режимов работы.

Все перечисленные проблемы представляют собой отдельные разделы теплофизики – тепломассообмен при производстве оптического волокна.

В 1980-х годах на кафедре теплофизики ЛИТМО решались следующие основные задачи:

- исследование и теоретическое обоснование особенностей газодинамики и теплообмена при течении газов в опорной кварцевой трубе в условиях MCVD-технологии, выявление эффектов локальных движущихся источников нагрева, динамических и тепловых величин;

- исследование основных закономерностей течения кварцевого стекла в области зоны деформации при нагреве заготовки, влияние различных факторов на характеристики оптического волокна;

- теоретическое и экспериментальное исследование нестационарных процессов при вытяжке оптического волокна, построение амплитудно-частотных и переходных характеристик процесса;

- многофакторное экспериментальное исследование на различных промышленных установках вытяжки оптического волокна;

- исследование различных источников нагрева (горелки, резистивные графитовые печи, индукционные печи), используемые на установках вытяжки оптического волокна;

- теоретическое и экспериментальное исследование процессов нанесения полимерных композиций на оптическое волокно, отверждение полимеров в печах термо- и фотоотверждения;

- обоснование перспективности развития исследований процессов теплообмена с целью создания высокоэффективных технологий производства оптического волокна.

25.2 Методы получения заготовки. Осаждение из газовой фазы

Для получения оптических волокон различного применения, в настоящее время, разработано несколько технологических процессов, четыре метода являются основными. Три из них требуют предварительного получения заготовок, свойства которых в сечении подобны волокну: осаждение из газовой фазы, разделение фаз, полимеризация алкоксиланов. В дальнейшем заготовка нагревается до температуры $\sim 2000^{\circ}\text{C}$, пре-

вышающей точку размягчения кварцевого стекла, и формирование оптического волокна осуществляется путем вытяжки из расплавленного материала, который образует жидкую струю со свободной поверхностью. Четвертый метод – получение оптического волокна из расплава.

Наибольшее распространение получил метод производства заготовки парофазного химического осаждения (CVD – Chemical Vapour Deposition). В этом методе смесь газообразных галогенидов (SiCl_4 , GeCl_4 , POCl_3 , BCl_3 и т.д.) с избытком кислорода поступает в зоны высоких температур, где происходит реакция с образованием высокочистых оксидов SiO_2 , GeO_2 , P_2O_5 , B_2O_3 , которое в дальнейшем осаждаются на подложку. В свою очередь, CVD – метод имеет несколько вариантов.

MCVD – метод

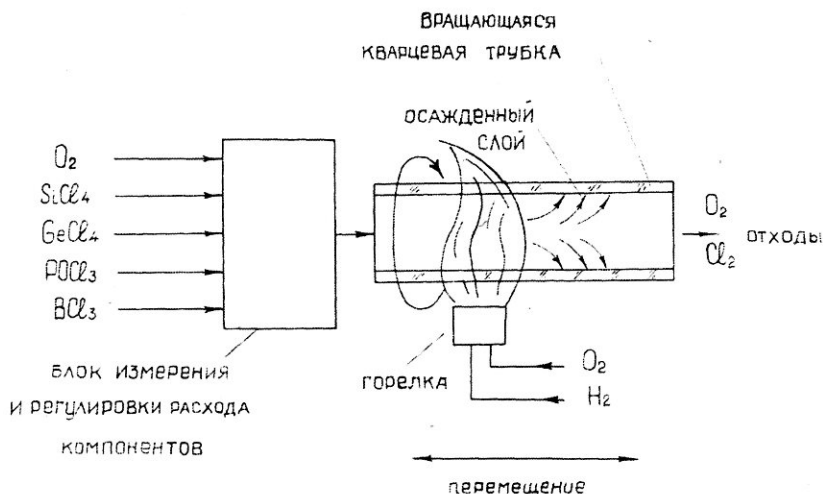


Рис. 25.2.1

Модифицированный метод химического парофазного осаждения (MCVD-Modified Chemical Vapour Deposition). Схема этого метода изображена на рис. 25.2.1 В этом методе смесь галогенидов с избытком кислорода при нормальных условиях подается в опорную трубку из плавленого кварца, вращающейся вокруг оси. С внешней стороны трубки по ее образующей совершает возвратно-поступательное движение кислородно-водородная горелка. Попадая в область высоких температур, создаваемую горелкой, газовая смесь прогревается и при достижении темпера-

туры выше некоторой критической протекают химические реакции с образованием оксидов. Пары оксидов находятся в перенасыщенном состоянии и конденсируются с образованием мелкодисперсных частиц, которые частично осаждаются на внутреннюю поверхность опорной трубки в более холодной области. Таким образом, за один проход горелки осажается слой толщиной в несколько микрон.

Изменяя расход хлоридов легирующих добавок от прохода к проходу, можно добиться необходимого распределения показателя преломления. Причем, легирующие добавки GeO_2 и P_2O_5 используются для увеличения показателя преломления, а V_2O_5 – для уменьшения. Перед формированием профиля показателя преломления на внутреннюю стенку трубки наносят промежуточный слой V_2O_5 для предотвращения диффузии воды. На рис. 25.2.2 показан профиль показателя преломления градиентного волокна. После того, как на внутреннюю поверхность опорной трубки нанесено необходимое количество слоев, она разогревается до температуры плавления и под действием сил поверхностного натяжения полый цилиндр схлопывается в сплошную заготовку.

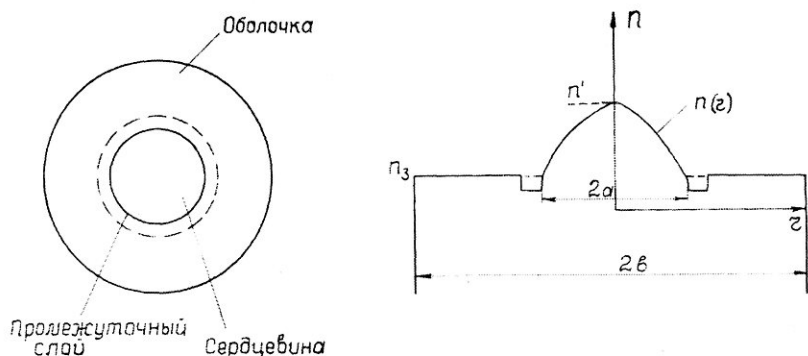


Рис. 25.2.2

MCVD-метод по своей природе является чистым процессом, так как осаждение происходит в результате реакции между газообразными компонентами внутри опорной кварцевой трубки. Загрязнение в виде частиц или газов не могут проникнуть извне. Реагенты SiCl_4 , GeCl_4 и другие сами по себе имеют высокую степень чистоты и взаимодействуют непосредственно с кислородом в отсутствие водородосодержащих компонентов. Благодаря этому, концентрация ионов OH^- в стекле сердцевины и оболочки очень мала. Практика использования MCVD-метода показала, что из заготовок изготовленных этим методом, можно получать воло-

конные световоды с низкими потерями, точным отношением диаметром сердцевины и оболочки и хорошей concentричностью. Однако, на данном этапе скорость осаждения в MCVD-методе невелика. И его эффективность, определяемая как отношение осажденной массы к массе исходных компонентов, как правило ниже 50 %. Последнее обстоятельство стимулировало работы по моделированию MCVD-процесса с целью его оптимизации и прогнозирования.

Метод парофазного осаждения (VAD-Vaporphase Axial Deposition).

В этом методе заготовку получают на вытяжной установке (рис 25.2.3.). Исходные реагенты (SiCl_4 , GeCl_4 , PoCl_3 , BCl_3) подаются в кислородно-водородную горелку и мелкодисперсные частицы легированного стекла, образующиеся при конденсации паров оксидов, являющихся продуктами реакций окисления галогенидов в пламени, осаждаются на торцевой поверхности затравочного стержня. При этом вся заготовка вращается вокруг оси и медленно поднимается вверх по мере нарастания пористого слоя стекла и расстояние от горелки до лобовой точки остается неизменным. Вращение заготовки необходимо для получения цилиндра постоянного диаметра. Заготовка непрерывно вытягивается и остекловывается в прозрачную путем зонного расплавления с использованием кальцевого нагревателя в одной технологической линии. Зона реакции отделена от окружающей среды стенками стеклянной реакционной камеры. Конструкция горелок многосопельна и полностью определяет профиль показателя преломления будущего ОВ.

В зависимости от исходных данных можно получать или только сердцевину или сердцевинку и оболочку одновременно. Температура в любой точке и по обводу заготовки может отличаться на несколько градусов (500-600 К). Далее, в VAD-методе заготовка отжигается в атмосфере сухих газов для удаления групп ОН-. Спекание, как и в MCVD-методе, проходит в два этапа: сквозные поры превращаются в изолированные, которые в дальнейшем схлопываются.

Преимущества VAD-метода очевидны: возможность получения заготовок большого диаметра и длины (из одной заготовки можно получить ОВ длиной до 200 км), отсутствие провала профиля показателя преломления в центре заготовки, высокая эффективность использования реагентов. К недостаткам можно отнести сложность оборудования (в частности, горелок), контроль и поддержание постоянными многих технологических параметров: скорость поступления исходных реагентов, температуру факела, температуру поверхности заготовки. В силу этих причин VAD-метод не получил распространения в мировой практике за исключением японских фирм, однако, этот метод считается наиболее перспективным.

VA Д-МЕТОД

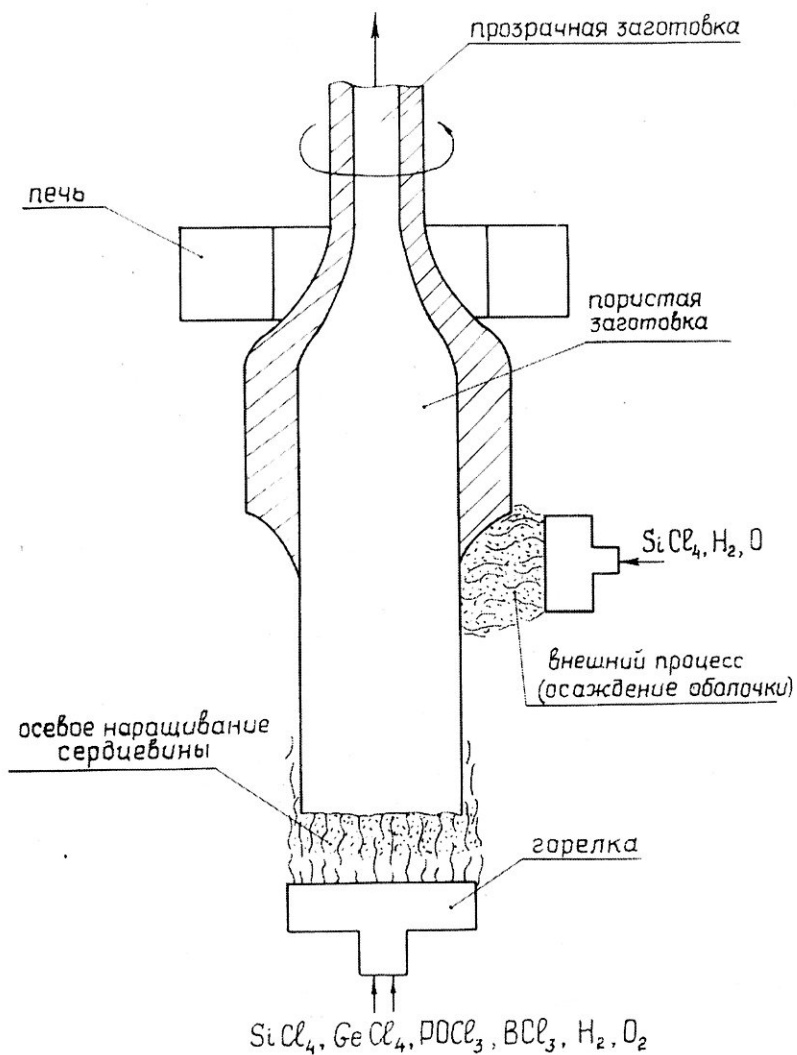


Рис. 25.2.3

Метод внешнего парофазного осаждения (OVPO-Outside Vapor Phase Oxidation). OVPO, как и VAD-методы относится к так называемым внешним методам. В этом методе (рис. 25.2.4) смесь газообразных исходных веществ (SiCl_4 , GeCl_4 , PoCl_3 , BCl_3 , O_2) реагируют в пламени кислородно-водородной горелки и образующиеся частицы высокочистого стекла требуемого состава оседают на затравочный стержень, ось которого перпендикулярна оси горелки. Частицы, имеющие размеры в диапазоне от 1000 до 10000 мкм, прилипают к стенке и частично остеклованном состоянии и тем самым спокойно наращиваются на затравочный стержень.

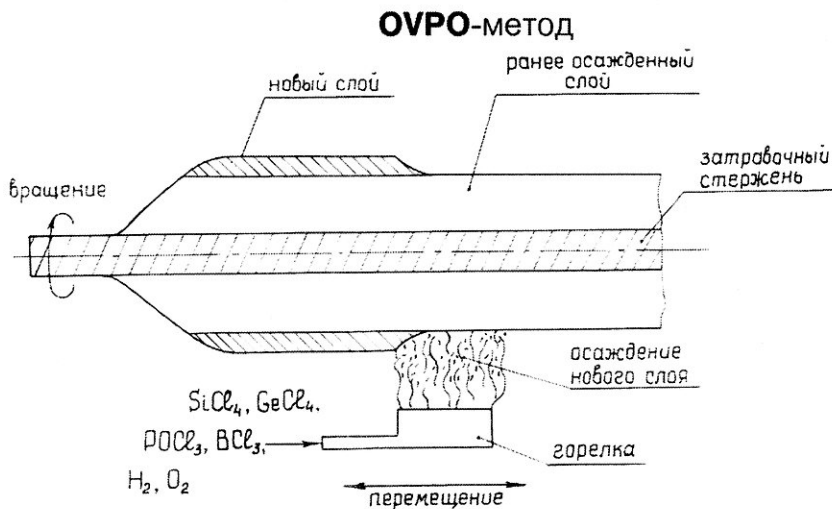


Рис. 25.2.4

При соответствующем изменении состава потока паров хлоридов металлов можно получить профиль показателя преломления заданного вида. Вторая стадия процесса – остекловывание заготовки. Затравочный стержень выполняется слегка конусным и после охлаждения пористой заготовки снимается. Далее заготовка помещается в специальную печь при температуре 1500°C в атмосфере гелия и превращается в прозрачную сплошную заготовку. Центральное отверстие схлопывается во время вытяжки ОВ. Как и в VAD-методе, в OVPO заготовка проходит отжиг при температуре 1400°C в потоке сухих обезвоженных газов (хлор и тиопил-хлорид в смеси с гелием и кислородом) для обезвоживания заготовки.