

УДК 535.233

UDC 535.233

**О ФОРМИРОВАНИИ ТЕПЛООВОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ  
ТЕЛАХ**

**ABOUT SHAPING THE THERMAL RADIATION  
IN OPTICALLY TRANSPARENT SOLID  
OBJECTS**

Мышкин Вячеслав Федорович  
д.ф.-м.н., доцент  
*Томский национальный исследовательский  
политехнический университет, Томск, Россия*

Myshkin Viacheslav Fedorovich  
Dr.Sci.Phys.Math., assistant professor  
*National Research Tomsk Polytechnic University,  
Tomsk, Russia*

Хан Валерий Алексеевич  
д.т.н.  
*Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск,  
Россия*

Khan Valery Alekseevich  
Dr.Sci.Tech.  
*Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia*

Ципилев Владимир Папилович  
д.ф.-м.н., профессор

Tsipilev Vladimir Papilovich  
Dr.Sci.Phys.Math., professor

Ленский Владимир Николаевич  
начальник учебной части военной кафедры

Lensky Vladimir Nikolaevich  
chief of a teaching department of military chair

Борисов Валентин Александрович  
*Томский национальный исследовательский  
политехнический университет, Томск, Россия*

Borisov Valentin Alecsandrovich  
*National Research Tomsk Polytechnic University,  
Tomsk, Russia*

Кемельбеков Бекен Жасымбаевич  
д.т.н., профессор  
*Казахская академия транспорта и коммуникаций  
им. М. Тынышпаева, Алматы, Казахстан*

Kemelbekov Beken Zasimbaevitch  
Dr.Sci.Tech., professor  
*The Kazakh academy of transport and communications  
by. M. Tinishpaeva, Almati, Kazakhstan*

Экспериментально подтверждено, что тепловое  
излучение оптически прозрачных твердых тел  
формируется из всего нагретого объема в пределах  
спектральной полосы пропускания материала

It has been experimentally proven that thermal radiation  
of optically transparent solid objects forms from the  
entire heated volume within the spectral frequency that  
is allowed to pass through

Ключевые слова: ТЕМПЕРАТУРА,  
ПЛАНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ,  
ИНТЕНСИВНОСТЬ, СТЕКЛО, ИЗЛУЧАЮЩИЙ  
ОБЪЕМ

Keywords: TEMPERATURE, PLANK'S RADIATION  
(THERMAL RADIATION), INTENSITY, GLASS,  
RADIATING VOLUME

В настоящее время в энергетике, при строительстве и эксплуатации зданий, в автомобильной промышленности, в микроэлектронике широко используются тепловизоры. Тепловизоры позволяют контролировать: качество штамповки и литья из пластика или металла; техническое состояние электротехнического и технологического оборудования.

Как правило, тепловизор содержит линзовую или зеркальную оптическую систему для концентрирования потока теплового излучения и формирования изображения [1]. При измерении температуры тел ниже

комнатной тепловое излучение оптической системы влияет на минимальное значение определяемой разности температур между двумя точками исследуемой поверхности. В связи с этим цель работы - исследование теплового излучения объемных оптически прозрачных твердых тел.

Испускаемый твердыми телами оптическое излучение уносит с собой энергию. Существует много различных способов подвода энергии к источнику света. В тех случаях, когда необходимая энергия сообщается нагреванием (подводом тепла) излучение называется тепловым или Планковским. Этот вид излучения представлял для физиков конца 19 века особый интерес, так как в отличие от других видов люминесценции, Планковское излучение находится в состоянии термодинамического равновесия с нагретыми телами.

Изучая закономерности теплового излучения тел, физики надеялись установить связь между термодинамикой и оптикой. Как правило, твердые тела являются оптически непрозрачными, а теория Планковского излучения основывается на понятии абсолютно черного тела.

К концу 90-х годов 19 века были выполнены тщательные экспериментальные измерения спектрального распределения излучения абсолютно черного тела, которые показали, что для каждого значения температуры зависимость излучательной способности от температуры имеет выраженный максимум. С увеличением температуры максимум смещается в сторону коротких длин волн. Произведение температуры  $T$  на длину волны  $\lambda_m$ , соответствующую максимуму, остается постоянным:  $\lambda_m T = b$ . Это соотношение было получено Вином из термодинамики. Оно выражает закон смещения Вина: длина волны  $\lambda_m$ , на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре  $T$ . Значение постоянной Вина  $b = 2,898 \cdot 10^{-3}$  м·К [2].

Был выведен закон излучения абсолютно черного тела, основанный на классических представлениях и понятиях. Этот закон является следствием законов классической физики. В настоящее время математическая модель закона излучения абсолютно черного тела приобрел присущий ему четкий классический физический смысл [3]. Спектральная интенсивность излучения абсолютно чёрного тела при разных температурах определяется законом Планка:

$$I(\nu) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1)$$

где  $I(\nu)$  — мощность излучения на единицу площади излучающей поверхности на частоте  $\nu$ ,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Яркость источника, помещенного в среду с показателем преломления  $n$ , повышается в  $n^2$  раз. Это необходимо учитывать при использовании формулы Планка.

Тепловое излучение нагретых непрозрачных тел характеризуется широким непрерывным спектром и квазиизотропным угловым распределением. По этим характеристикам тепловое излучение непрозрачных тел мало отличается от излучения черного тела.

Формально формула Стефана-Больцмана не ограничивает спектральный диапазон Планковского излучения. Однако, закономерности излучения абсолютно черного тела хорошо выполняются лишь для *макротел* в оптической области спектра излучения. Поэтому до сих пор продолжают исследования Планковского излучения в радиодиапазоне [4], различных тел нанометрового геометрического масштаба.

Например, показано, что при расчете баланса энергии наночастиц нельзя пользоваться формулой Стефана-Больцмана для излучения черного шарика. При размерах частиц меньше длины волны излучения формула Стефана-Больцмана дает сильно завышенные результаты. Радиационные

потери наночастиц обсуждались в работах [5, 6]. Для расчетов потери энергии малым телом можно воспользоваться законом Кирхгофа для равновесного теплового излучения [7].

В работе [8] теоретически и экспериментально показано, что в тепловом излучении полупроводниковых плоскопараллельных полупрозрачных пластин проявляется многолучевая интерференция. Распределение теплового излучения по спектру плоскопараллельной пластины отличается от спектра теплового излучения идентичной клиновидной пластины: носит осциллирующий характер. Амплитуда осцилляции излучательной способности имеет прямую пропорциональность от коэффициентов пропускания и отражения пластины. Интенсивность теплового излучения в спектральных диапазонах, соответствующих максимумам интерференции плоскопараллельной пластины, превосходит интенсивность излучения идентичной клиновидной пластины. Интерференционные эффекты в плоскопараллельной пластине также формируют диаграмму направленности ее теплового излучения в виде лепестков. Ширина лепестков и их количество в диаграмме определяются оптическими параметрами пластины. Экспериментальные данные спектральных зависимостей теплового излучения и его угловых распределений хорошо согласуются с теоретическими представлениями об интерференции.

Проведённые исследования показали, что в тонких плёнках широкозонных полупроводников, размещаемых на металлических подложках, поглощают и излучают свет только радиационные поверхностные поляритоны границ раздела плёнка вакуум и плёнка подложка. Колебательные состояния объёма плёнки (продольные и поперечные оптические фононы) не поглощают и не излучают *p*-поляризованный свет. Поперечные оптические фононы в плёнке могут проявиться в спектрах поглощения и теплового излучения, если эта плёнка

отделена от металлической подложки слоем из диэлектрика [9].

Условия, в которых газы излучают как черные тела, приведены в работе [10]: должны выполняться два условия — бесконечно большая оптическая толщина и термодинамическое равновесие внутри рассматриваемого объема. Проходя через объем газа монохроматическое излучение поглощается. Поглощение в объеме газа зависит от: температуры, давления, размеров и формы объема. По закону Кирхгофа коэффициент излучения характеризуется такой же зависимостью, что и коэффициент поглощения (при той же температуре). Только слой газа бесконечно большой толщины может иметь полное поглощение, а коэффициент излучения такого слоя равен единице.

На длине волны поглощения толщина слоя газа, необходимая для полного ослабления падающего излучения, может быть небольшой. Поэтому газ будет излучать как черное тело на этой длине волны. Для излучения пламени бунзеновской горелки толщина пламени около 1 м достаточна для того, чтобы спектральная яркость при 4,4 мкм была близка к яркости абсолютно черного тела. Установлено, что в общем случае закон Ламберта к излучению газов неприменим (его можно считать справедливым лишь при равенстве единице коэффициента излучения объема газа) [11].

Для проведения технических расчетов для таких важных топочных газов как, углекислый и угарный газы, пары воды, оксид серы по экспериментальным данным построены номограммы для излучательных способностей [12].

Эти исследования теплового излучения дополняются результатами работ, связанных с регистрацией потока неравновесного излучения в ИК области спектра нагретыми телами в моменты времени фазовых переходов. Известны экспериментальные данные, показывающие появление инфракрасного характеристического излучения, в процессе

кристаллизации из расплава прозрачных в инфракрасной области веществ - щелочно-галлоидных солей и сапфира. Этим результатам предшествовал целенаправленный поиск этого излучения, которое должно было быть следствием процесса выделения теплоты кристаллизации [13].

Проведена регистрация потока полосового излучения охлаждающихся расплавов германия с различной прозрачностью методом скоростной спектрометрии [14]. Кристаллизация германия сопровождалась резким ростом интенсивности его излучения в ближней инфракрасной области спектра. Наиболее ярко эффект проявлялся для германия высокого оптического качества.

Наши экспериментальные исследования теплового излучения связаны с регистрацией потока, формирующегося внутри объемных оптически прозрачных твердых тел.

Для сравнения закономерностей теплового излучения в оптически прозрачных и непрозрачных телах регистрировали интенсивности излучения стеклянной пластины толщиной 0,15 мм и металлического листа, нагреваемых до одинаковых температур горячим воздухом с обратной стороны. Пластины располагались на расстоянии 5 мм от модулятора. Поле зрения фоторезистора ограничивалось с помощью диафрагмы диаметров 6 мм из теплоизолирующего материала, располагаемой между нагреваемой пластиной и модулятором. Диафрагма также отсекала от фоторезистора поток излучения, испускаемый поверхностями генератора горячего воздуха. Результаты регистрации величины потока теплового излучения тонких оптически прозрачных и непрозрачных пластин при разных температурах, показывают, что обе закономерности хорошо согласуются, в пределах ошибки измерения, с формулой Стефана-Больцмана с учетом коэффициентов серости.

Как правило, оптически прозрачные тела (стекла и кристаллы) выдерживают ограниченный градиент температуры. Поэтому мы, при

регистрации теплового излучения, использовали в качестве объемного тела стержень. Боковые поверхности стержня были на вид прозрачны (заводская обработка), а поверхности торцов после отрезания и полировки – диффузно отражающими.

Нагрев стержня длиной 190 мм диаметром 4 мм из стекла (с голубоватым отливом) производили с помощью потока горячего воздуха. Задавали температуру выходного газового потока на табло серийного генератора горячего воздуха Bosch с насадкой диаметром 10 мм.

Регистрацию потока ИК излучения проводили с помощью фоторезистора ФР1-3 с торца стержня. Изменяли температуру нагрева, расстояние торец стержня - ось потока горячего воздуха.

Питание фоторезистора 100 кОм производили от аккумуляторов напряжением 7,8 В. Принципиальная схема установки, использованной для регистрации Планковского излучения, приведена на рис. 1.

Модулятор в виде диска с четырьмя прорезями вплотную примыкал к ФР. Были установлены следующие расстояния: модулятор - стержень 1 мм, стержень – срез сопла ( $\varnothing 10$  мм) генератора горячего воздуха 5 мм. Между стержнем и модулятором устанавливался асбестовый экран, предотвращающий попадание потока ИК-излучения на вход фоторезистора помимо стержня.

Крепеж стержня из стекла производили в одной точке хомутом шириной 10 мм через асбестовый лист с 25 мм с заднего конца.

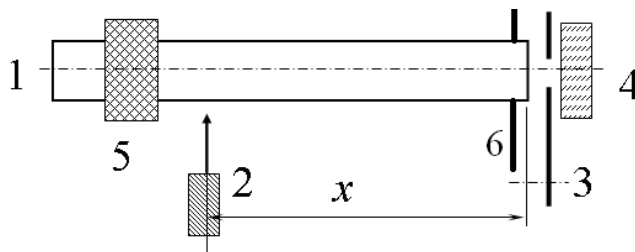


Рис. 1. Схема установки для регистрации теплового излучения. 1 – стеклянный стержень, 2 – сопло с горячим воздухом, 3 – модулятор, 4 – фоторезистор, 5 – хомут, 6 – непрозрачный экран.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по регистрации интенсивности Планковского излучения с холодного торца стеклянного стержня, нагреваемого горячим воздушным потоком. При этом температура заднего торца стержня была комнатной, а температура внутренней области стержня спадала до 100 С при его нагреве до 500 С на расстоянии 15 мм. Чувствительность фоторезистора позволяет регистрировать излучение тела нагретого выше 100 С.

Зависимость интенсивности свечения от расстояния торец стержня - нагреваемая область близка к степенной. Лучи, испускаемые перпендикулярно к поверхности, выходят из стержня. Тепловое излучение, распространяющееся под скользящими углами к поверхности стержня, формирует кольцевые потоки и не попадает на фотоприемник. Поэтому на фотоприемнике преобладают лучи, распространяющиеся без переотражений, интенсивность которых уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния.

Графики зависимостей интенсивности свечения от температуры нагрева стержня, приведенные на рис.2, также близки к степенной зависимости от расстояния между торцом и областью нагрева стержня.. Эти экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией и практикой Планковского излучения и законами геометрической оптики.

Отклонения некоторых экспериментальных точек от графика степенной зависимости могут быть связаны с погрешностью установки сопла с горячим газом и точности задания температуры потока.

Использованное нами для исследования стекло прозрачно в диапазоне до 2 мкм. Диафрагма перед фоторезистором ограничивает размеры сектора, из которого собирается излучение. Поэтому размеры излучающего объема стержня должны определяться границами области нагрева. Экспериментально регистрировали величину потока излучения при разных температурах в зависимости от размера области нагрева. Для



этого использовали расширяющуюся насадку на сопло генератора горячего воздуха. Край нагреваемой области стержня находился на расстоянии более 10 мм от его торца. Поэтому температура торца стержня, из которого выходит излучение, не превышала 60-100 С.

В таблицах 1 и 2 приведены экспериментальные данные по исследованию Планковского излучения из внутренних объемов оптически прозрачного тела. Для нагрева использовался поток горячего воздуха температурой 450 С. Расстояние модулятор – торец стержня составлял 3 мм. На стержне на расстоянии 10 мм от торца устанавливались два асбестовых экрана с зазором 2-3 мм. Для нагрева использовали 2 сопла:  $\varnothing 10$  и шириной 70 мм. Сопло  $\varnothing 10$  мм устанавливался на расстоянии 6-8 мм до поверхности стержня, а плоское сопло шириной 70 мм – на расстоянии до стержня 2-3 мм.

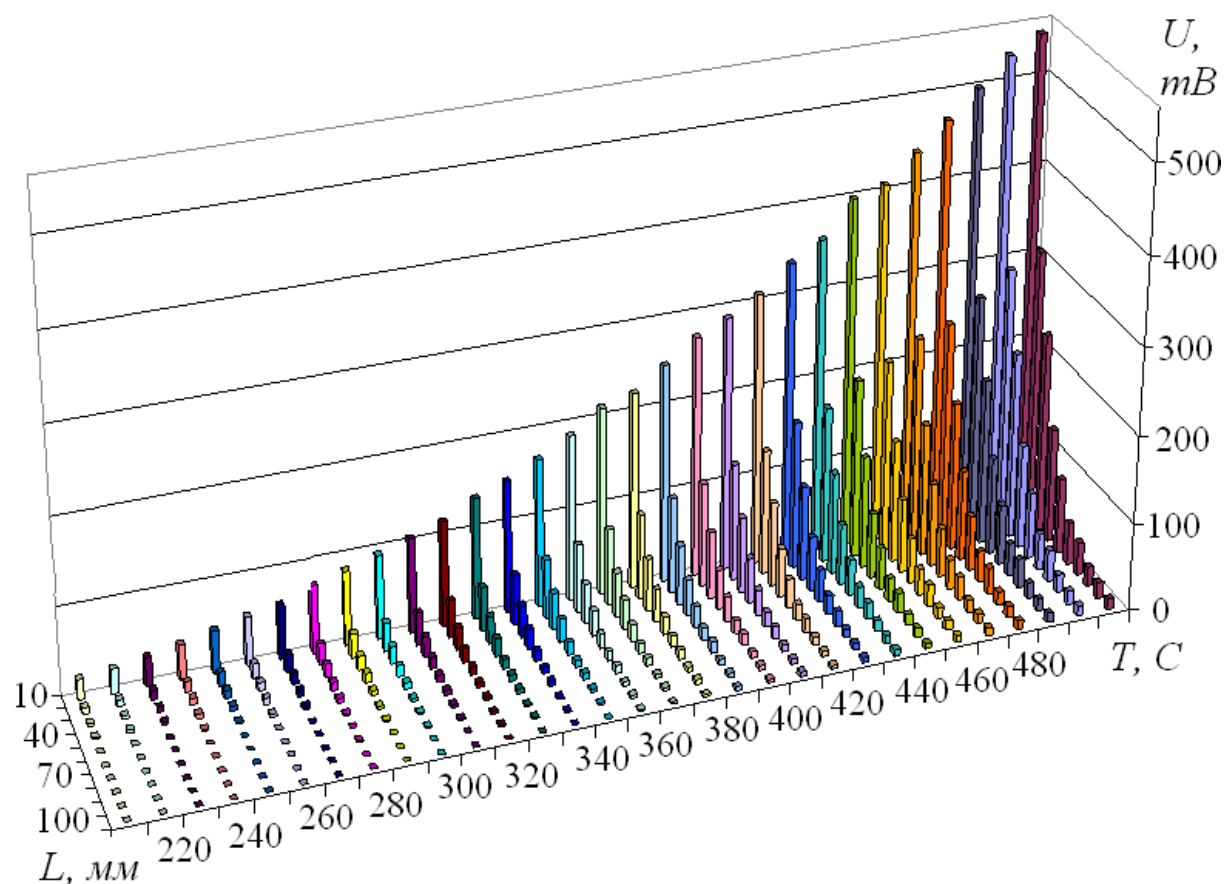


Рис. 2. Экспериментальные гистограммы распределения теплового излучения при использовании сопла  $\varnothing 10$  мм.  $L$  – расстояние между торцом

стержня и осью сопла генератора горячего потока,  $T$  – температура горячего воздуха,  $U$  – переменный сигнал фоторезистора.

Для анализа полученных результатов проведем некоторые оценки. Экспериментально установлено, что стержень не обладает световодными свойствами: абсолютное большинство лучей выходят через боковую поверхность, а доля отраженных от боковой поверхности стержня лучей в потоке излучения на фоторезистор мала. Поэтому происходит ослабление излучения обратно пропорционально квадрату пройденного расстояния.

Таблица 1 - Нагрев стержня круглым соплом диаметром 10 мм

торец-ось сопла, мм	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
U, мВ	214	126	81	50	32	20	10,8	6,5	6,1	3,7	2,9

Таблица 2 - Нагрев стержня плоским соплом шириной 70 мм

торец-середина сопла, мм	50	65	90	110	125
U, мВ	495	299	105	33	14

Сравним данные из таблиц 1 и 2. Например, при установке плоского сопла 65 мм нагревается область стержня на расстоянии 30-90 мм от его торца. При этом регистрируется сигнал 299 мВ. Просуммируем сигналы, соответствующие этим расстояниям при нагреве круглым соплом:  $126+81+50+32+20+10,8+6,5 = 327$ . Проанализировав другие комбинации можно убедиться, что погрешность расхождения данных о тепловом потоке при нагреве разными соплами не превышает 20%.

Анализ данных из таблиц 1, 2 показывает, что в формировании выходного потока излучения в равной мере участвуют все нагретые участки стержня из стекла. Поглощение собственного излучения внутри стекла незначительно. Некоторые несоответствия величин потоков излучения при нагреве стержня разными насадками могут быть связаны с более низкими температурами на краях потока воздуха при использовании сопла шириной 70 мм (из-за особенностей выходного среза сопла).

Как правило, при проведении наших измерений выходной торец стержня из стекла находился при температурах ниже 100°C. При такой температуре фоторезистор ФР1-3 не регистрирует тепловое излучение нагретой поверхности. Поэтому выходной торец стержня подобен оптическому фильтру, ограничивающему спектральную полосу потока формируемого теплового излучения.

Окно прозрачности стержня из стекла, использованного при проведении измерений, уже диапазона спектра чувствительности фоторезистора ФР1-3. Поэтому можно утверждать, что поток излучения ИК-диапазона при нагреве стекол (оптически прозрачных объемных твердых тел) формируется в объеме в спектральной области их полосы прозрачности.

#### Список использованной литературы

1. Колючкин В.Я., Мосягин Г.М. Тепловизионные приборы и системы. Учебное пособие. М.: МГТУ им.Н.Э.Баумана, 2000. 49 с.
2. [www.physics.ru/courses/op25part2/content/chapter5/section/paragraph1/theory.html](http://www.physics.ru/courses/op25part2/content/chapter5/section/paragraph1/theory.html)
3. Шпольский Э.В.. Атомная физика. Том 1. М., 1963. 575с.
4. Гайкович Г.П., Резник А.Н. Эффект ближнего поля теплового радиоизлучения // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т.72. Вып.11. С.792-796.
5. Смирнов Б.М. // УФН. 1997. Т.167. №11. С.1169-1199.
6. Мартыненко Ю.В., Огнев Л.И. Тепловое излучение наночастиц // ЖТФ. – 2005. – Т.75. – Вып.11. – С.130-132.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М: Физматлит, 2003. 656 с.
8. Гуга К.Ю., Коллюх А.Г., Липтуга А.И., Мороженко В.А., Пипа В.И. Особенности теплового излучения плоскопараллельных пластин полупроводника // Физика и техника полупроводников. 2004. Т.38. Вып.5. С.524-528.
9. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел // УФН. 2009. Том 179. №5. С.449-485.
10. Finkelburg W., Conditions for Blackbody Radiation of Gases // *J.Opt.Soc.Am.*, 1949. V.39. P.185.
11. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с английского Я.Б. Герчикова, Ю.Е. Голубчина, С.Г. Кина / Под редакцией канд.техн.наук Н.В. Васильченко, Москва: Мир. 1972. 536с.
12. Теплообмен излучением: Справочник / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжов. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432с.
13. [http://d33.infospace.ru/d33\\_conf/2009\\_conf\\_pdf/atmos/Tatarchenko.pdf](http://d33.infospace.ru/d33_conf/2009_conf_pdf/atmos/Tatarchenko.pdf)
14. Салль С.А., Смирнов А.П., Фазовопереходное излучение и рост новой фазы // ЖТФ. 2000. Том 70. Вып. 7. С.35-39.