

ЛЕКЦИЯ №17

ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Излучение и поглощение энергии.

Если на какое-либо тело падает поток излучения Φ_0 , то часть потока $\Phi_{отр} < \Phi_0$ отражается от поверхности тела обратно: от матовой поверхности – диффузно во все стороны, от гладкой поверхности – зеркально. При не слишком большой толщине слоя часть падающего излучения пройдет насквозь и за телом будет наблюдаться поток излучения $\Phi_{прох} < \Phi_0$. Наконец, часть потока, проникающего в тело, будет поглощаться и превращаться в другие формы энергии, в конечном счете – в тепло (рис.17.1).

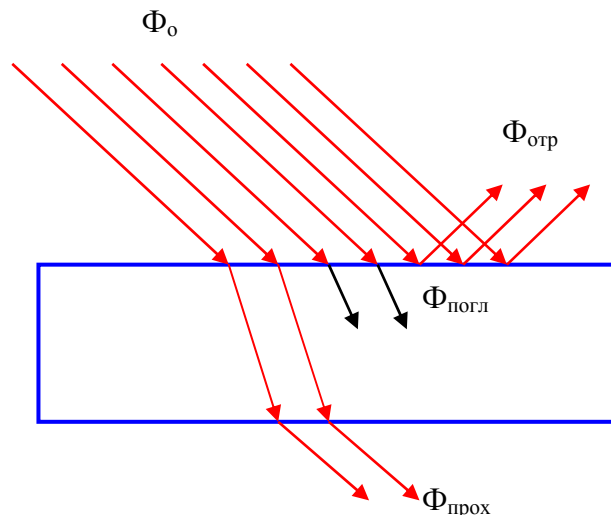


Рис.17.1. Распределение потока излучения, падающего на полупрозрачную пластину.

Используя закон сохранения энергии, можно записать:

$$\Phi_0 = \Phi_{отр} + \Phi_{погл} + \Phi_{прох}. \quad (17.1)$$

Разделив обе части равенства (17.1) на Φ_0 , получим:

$$1 = \frac{\Phi_{отр}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{погл}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{прох}}{\Phi_0}. \quad (17.2)$$

Безразмерное отношение $\frac{\Phi_{отр}}{\Phi_0} = \rho$ называется **лучеотражательной** или просто **отражательной способностью** или **коэффициентом отражения**.

Отношение $\frac{\Phi_{погл}}{\Phi_0} = a$ называется **лучепоглощательной способностью** тела (**коэффициент поглощения**).

Наконец, отношение $\frac{\Phi_{\text{прох}}}{\Phi_0} = D$ можно назвать **лучепропускательной способностью или коэффициентом пропускания излучения.**

Итак, можно записать

$$1 = \rho + a + D. \quad (17.3)$$

Величина D , характеризующая прозрачность тела, зависит от толщины последнего. При достаточной толщине любое тело практически непрозрачно. Необходимо отметить возможность очень сильной зависимости D от длины волны. Например, чистый кремний непрозрачен для видимого света при толщинах более 1000 \AA (заметим, что **при меньшей толщине все вещества прозрачны в видимой части спектра**), однако в инфракрасной области он остается прозрачным. На дне океана из «прозрачной» морской воды – всегда тьма...

Большинство же твердых тел непрозрачно уже при сравнительно небольшой толщине. В этом случае $D = 0$ и

$$1 = \rho + a.$$

Отражательная способность ρ такого тела зависит от атомного строения тела, состояния его поверхности (зеркальная или матовая), спектральной характеристики падающего на него излучения. Тело, которое абсолютно не поглощает падающее излучение и полностью отражает все падающие на него лучи, называется **абсолютно белым телом.**

Для него $a = 0$; $\rho = 1$. Наблюдаемый цвет такого тела полностью определяется спектральным составом освещающего его излучения.

Тело, полностью поглощающее все падающее на него излучение, называется абсолютно черным телом.

Для него $a = 1$; $\rho = 0$. При освещении такого тела **любым источником света** оно не будет ничего отражать и представляется черным. Например, для сажи в области видимого света $a \approx 0.99$, что и обуславливает ее черный цвет. Однако в инфракрасной области коэффициент отражения сажи увеличивается и абсолютно черной ее уже считать нельзя.

Тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех длин волн, называется серым телом. Сюда относится большинство реальных тел.

Исследования показывают, отражательная и поглощательная способности веществ зависят не только от длины волн облучения, но и от температуры. Поэтому обычно анализируют соответствующие зависимости $a_{\lambda,T}$ и $\rho_{\lambda,T}$, между которыми по-прежнему существует взаимосвязь:

$$\rho_{\lambda,T} = 1 - a_{\lambda,T}. \quad (17.4)$$

Зависимость $a_{\lambda,T}$ и $\rho_{\lambda,T}$ от длины волны обуславливают видимую окраску несамосветящегося тела. Тело, интенсивно поглощающее излучение всех длин волн, кроме, например, зеленого ($\lambda \approx 550$ нм), при освещении его *белым светом* будет выглядеть зеленым. При освещении такого тела монохроматическим «незеленым» светом, такое тело ничего не отражает и выглядит черным. Так что каждое несамосветящееся тело обладает не цветом, а лучеотражательной способностью. Если нет облучения, то нет и цвета. «Ночью все кошки серы».

«Холодное свечение», как следствие физического явления флуоресценции предоставляется интересующемуся студенту для самостоятельного изучения.

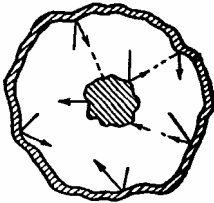
Характеристики теплового излучения

Электромагнитные волны, испускаемые атомами, которые возбуждаются за счет теплового движения, представляют собой тепловое излучение. Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся. Тепловое излучение, являясь самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (т. е. за счет его внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются как короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, так и длинноволновое излучение (инфракрасное), при низких — преимущественно длинные волны (инфракрасные).

Тепловое излучение — практически единственный вид излучения, который может быть **равновесным**. Предположим, что нагретое (излучающее) тело помещено в

полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой (рис.17.2). С течением времени, в результате непрерывного обмена энергией между телом и излучением, наступит равновесие, т. е. тело в единицу времени будет поглощать столько же энергии, сколько и излучать.

Рис. 17.2. К объяснению равновесного излучения.



Допустим, что равновесие между телом и излучением по какой-либо причине нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Если в единицу времени тело больше излучает, чем поглощает (или наоборот), то температура тела начнет понижаться (или повышаться). В результате будет ослабляться (или возрастать) количество излучаемой телом энергии, пока, наконец, не установится равновесие. Все другие виды излучения неравновесны.

Количественной характеристикой теплового излучения служит **спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела** — мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$R_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{изл}}}{d\nu},$$

где $dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{изл}}$, — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$.

Единица спектральной плотности энергетической светимости ($R_{\nu, T}$) — **джоуль на метр в квадрате** ($\text{Дж}/\text{м}^2$).

Записанную формулу можно представить в виде функции длины волны:

$$dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{изл}} = R_{\nu, T} \cdot d\nu = R_{\lambda, T} \cdot d\lambda.$$

Так как $c = \lambda \cdot \nu$, то

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c},$$

где знак минус указывает на то, что с возрастанием одной из величин (ν или λ) другая величина убывает. Поэтому в дальнейшем знак минус будем опускать. Таким образом,

$$R_{\nu, T} = R_{\lambda, T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (17.5)$$

С помощью формулы (17.5) можно перейти от $R_{\nu, T}$ к $R_{\lambda, T}$, и наоборот.

Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить интегральную энергетическую светимость (интегральную излучательность) (ее называют просто энергетической светимостью тела), просуммировав по всем частотам:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu, T} d\nu. \quad (17.6)$$

Важную роль в процессах поглощения и излучения энергии играет и рассмотренная уже способность тел поглощать падающее на них излучение, которая характеризуется спектральной поглощательной способностью, показывающей, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом. Спектральная поглощательная способность — величина безразмерная.

Спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице ($a_{\lambda, T} \equiv 1$). Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа, платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале частот по своим свойствам близки к ним.

Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя поверхность которой зачернена (рис.17.3). Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократные отражения от стенок, в результате чего интенсивность вышедшего излучения оказывается практически равной нулю. Опыт показывает, что при размере отверстия, меньшего 0,1 диаметра полости, падающее излучение всех частот полностью поглощается. Вследствие этого днем открытые окна домов со стороны улицы кажутся черными, хотя внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стен.

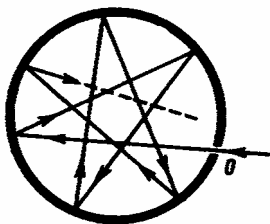


Рис. 17.3. Модель абсолютно черного тела.

Исследование теплового излучения сыграло важную роль в создании квантовой теории света, поэтому необходимо рассмотреть законы, которым оно подчиняется.

Закон Кирхгофа

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между спектральной плотностью энергетической светимости и спектральной поглощательной способностью тел. **Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности есть величина постоянная, оно не зависит от природы тела и является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (закон Кирхгофа):**

$$\frac{R_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T}. \quad (17.7)$$

Таким образом, **универсальная функция Кирхгофа $r_{\lambda,T}$** есть не что иное, как **спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела**. Следовательно, согласно закону Кирхгофа, для всех тел отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела *при той же температуре*.

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости любого реального тела в любой области спектра всегда меньше спектральной плотности энергетической светимости черного тела (при тех же значениях T и ν), так как $a_{\lambda,T} < 1$ и поэтому $R_{\lambda,T} < r_{\lambda,T}$. Кроме того, из (17.7) вытекает, что если тело при данной температуре T не поглощает электромагнитные волны в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, то оно их в этом интервале частот при температуре T и не излучает, так как при $a_{\lambda,T} = 0$ $R_{\lambda,T} = 0$.

Используя закон Кирхгофа, выражение для энергетической светимости тела (17.3) можно записать в виде

$$R_T = \int_0^{\infty} a_{\lambda,T} \cdot r_{\lambda,T} d\lambda.$$

Для серого тела

$$R_T^c = a_T \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda = a_T \cdot R_e, \quad (17.8)$$

где

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda$$

- **энергетическая светимость абсолютно черного тела**, зависящая только от температуры.

СЛЕДСТВИЯ ЗАКОНА КИРХГОФА:

1. **Всякое тело наиболее энергично излучает то, что оно наиболее интенсивно поглощает.**
2. **Абсолютно черное тело является наиболее эффективным излучателем при всех длинах волн и всех температурах.**

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым.

Законы Стефана — Больцмана и смещения Вина

(эмпирические законы излучения абсолютно черного тела)

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости черного тела является универсальной функцией, поэтому нахождение ее явной зависимости от частоты и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

Австрийский физик И. Стефан (1835—1893), анализируя экспериментальные данные (1879), и Л. Больцман, применяя термодинамический метод (1884), решили эту задачу лишь частично, установив зависимость энергетической светимости R_e от температуры. Согласно **закону Стефана – Больцмана**,

$$R_e = \sigma T^4, \quad (17.9)$$

т. е. энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; σ — постоянная Стефана — Больцмана: ее экспериментальное значение равно $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

Закон Стефана-Больцмана, определяя зависимость R_e от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела. Из экспериментальных кривых зависимости функции $r_{\lambda,T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис. 17.4) следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R_e черного тела и, следовательно, по закону Стефана-Больцмана, четвертой степени температуры.

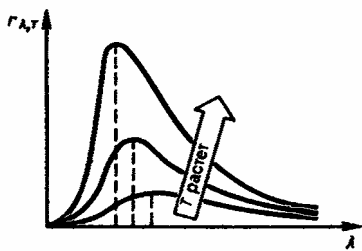


Рис. 17.4. Зависимость спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела от температуры.

Немецкий физик В. Вин (1864—1928), опираясь на законы термо- и электродинамики, установил зависимость длины волны λ_{\max} , соответствующей максимуму функции $r_{\lambda,T}$ от температуры T . Согласно **закону смещения Вина**,

$$\lambda_{\max} = \frac{C_1}{T}, \quad (17.10)$$

т. е. длина волны λ_{\max} соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре, C_1 - постоянная Вина; ее экспериментальное значение равно **$2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К**. Выражение (17.10) потому называют законом смещения Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $r_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

Другим эмпирическим законом излучения абсолютно черным телом, установленным В. Вином, был закон, позволявший определять максимальное значение функции, представленной на графиках рис.17.4. Этот закон утверждает, что **максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела пропорционален пятой степени абсолютной температуры:**

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = C_2 T^5, \quad (17.11)$$

где $C_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}^4}$.

Формулы Рэлея — Джинса и Планка

Из рассмотрения законов Стефана — Больцмана и Вина следует, что термодинамический подход к решению задачи о нахождении универсальной функции Кирхгофа $r_{\lambda,T}$ не дал желаемых результатов, так как все константы получены эмпирическим путем, и механизм излучения энергии нагретым телом оставался неясным. Следующая строгая попытка теоретического вывода зависимости $r_{\lambda,T}$ принадлежит английским ученым Д. Рэлею и Д. Джинсу (1877 - 1946), которые применили к тепловому излучению методы статистической физики, воспользовавшись классическим законом равномерного распределения энергии по степеням свободы.

Формула Рэлея-Джинса для спектральной плотности энергетической светимости черного тела имеет вид

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (17.12)$$

где $\langle \epsilon \rangle = kT$ - средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν . Для классического осциллятора, совершающего колебания, средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы, поэтому средняя энергия каждой колебательной степени свободы $\langle \epsilon \rangle = kT$.

С использованием зависимости $\left(r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} \right)$ зависимость (17.12) может быть представлена в виде:

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot kT. \quad (17.13)$$

Как показал опыт, выражение (17.13) согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно малых частот и больших температур. В области больших частот формула Рэля - Джинса резко расходится с экспериментом, а также с законом смещения Вина (рис. 17.5).

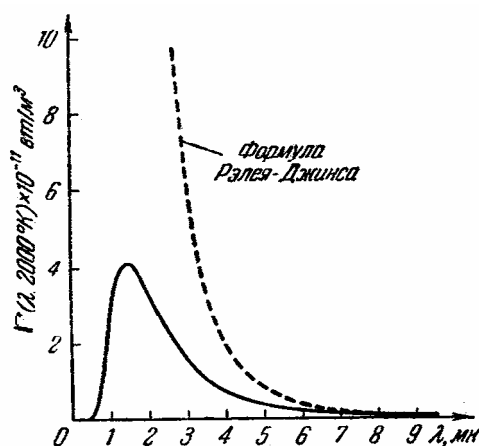


Рис. 17.5. Теория Рэля – Джинса и реальное излучение абсолютно черного тела.

Этот результат получил название «ультрафиолетовой катастрофы». Таким образом, в рамках классической физики не

удалось объяснить законы распределения энергии в спектре черного тела.

Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться, т. е. может принимать любые сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком квантовой гипотезе, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями – квантами, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (17.14)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулы

$$\begin{aligned} r_{\nu, T} &= \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \\ r_{\lambda, T} &= \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \end{aligned} \quad (17.15)$$

которые блестяще согласуются с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела *во всем интервале частот (длин волн) и температур*. Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики. Сам Макс Планк в объективное существование квантов не поверил до конца своих дней в 1947 году. Ход его рассуждений: «Я построил теорию, позволяющую получить хорошее совпадение с экспериментом».

Однако значение теории Планка в физике трудно переоценить.

- Во-первых, она позволяет получить не только совпадение со всеми эмпирическими законами по форме, но и дает возможность с поразительной точностью вычислить константы законов.
- Во-вторых, термодинамические теории Рэлея-Джинса и Вина получаются из теории Планка как частные предельные случаи.
- В-третьих, введение в физику квантов произвело переворот в познании микромира и в настоящее время само существование физики без квантов невозможно.

В качестве подтверждения всесильности планковской теории излучения получим из формулы Планка закон Стефана-Больцмана.

По определению энергетической светимости абсолютно черного тела

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda,$$

где, по теории Планка

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}.$$

Учитывая константы, не зависящие от длины волны излучения

$$R_e = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}.$$

Чтобы вычислить этот не самый простой интеграл, сделаем подстановку

$$z = \frac{\lambda kT}{hc}; \quad \lambda = \frac{hc}{kT} \cdot z; \quad d\lambda = \frac{hc}{kT} \cdot dz.$$

Тогда

$$R_e = 2\pi hc \left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^5 (e^{1/z} - 1)}. \quad \text{Интеграл } \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^5 (e^{1/z} - 1)} = \frac{\pi^4}{15}.$$

Таким образом, получается

$$R_e = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4, \quad (17.16)$$

по форме совпадающее с законом Стефана-Больцмана $R_e = \sigma T^4$, но самое удивительное заключается в том, что подстановка в (17.16) значений констант после вычислений дает именно $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

В области малых частот, т. е. при $h\nu \ll kT$ (энергия кванта очень мала по сравнению с энергией теплового движения kT), формула Планка совпадает с формулой Рэлея — Джинса. Для доказательства этого достаточно разложить экспоненциальную функцию в ряд, ограничившись для рассматриваемого случая двумя первыми членами.

Закон смещения Вина получим с помощью формул (17.15) после дифференцирования по λ и приравнивания производной нулю. Второй закон Вина может быть получен после дифференцирования формул (17.15) по T .

Более того, вычисленные константы C_1 и C_2 близки к экспериментальным.

Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения, а также позволяет вычислить постоянные в законах теплового излучения. Следовательно, формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной Кирхгофом. Ее решение стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

Тепловое излучение реальных (серых) тел

Суммарная энергия, излучаемая реальным телом с площадью поверхности S за время t при температуре T , будет равна:

$$R_T = a_T \cdot \sigma T^4 \cdot S \cdot t. \quad (17.17)$$

Реальные тела не являются абсолютно черными и для них $a_T < 1$, к тому же эта величина зависит от природы тела, состояния его поверхности, формы тела и температуры. В табл. 17.1 приведены значения «а» при $T=1500\text{К}$ для некоторых веществ.

Вещество	а
W	0,15
Pt	0,15
Mo	0,12
Fe	0,11
Ag	0,04
C	0,52
Fe ₂ O ₃	0,89
Ni ₂ O ₃	0,84

Все значения $a < 1$. С ростом температуры и шероховатости поверхности величина «а» растет. Например, для вольфрама при $T = 3400\text{К}$ коэффициент $a = 0,34$ против 0,15 при $T = 1500\text{К}$.

Знание законов излучения абсолютно черного тела не только позволяет количественно описать излучение энергии звездами, но и понять законы работы источников света. На них же основаны методы измерения температур оптическими пирометрами.