

Лекция 14

Температуралық тепе-теңдік күйіндегі денелердің сәуле шығаруы. Қара дененің сәуле шығару заңдары. Кирхгофа заңы. Стефан-Больцман заңдары.

Элементар кванттық теория.

ЖЫЛУЛЫҚ СӘУЛЕНЕНУ

(Кванттық оптика)

Сәулеленуші дененің ішкі энергиясы есебінен пайда болатын және тек дененің температурасы мен химиялық қасиеттеріне байланысты электромагниттік сәулелену жылулық сәулелену деп аталады.

Денелердің сәуле шығарғыштық қабілеттілігі деп уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне келетін жиіліктері ν ден $\nu+d\nu$ аралығында шығарылатын электромагниттік сәулеленудің dW сәулелену энергиясын айтады.

$$E(\nu, T) = dW_{\text{сәу}} / d\nu$$

СИ жүйесінде, сәуле шығарғыштық қабілеттілігі Дж/м² пен өрнектеледі.

ЖЫЛУЛЫҚ СӘУЛЕНЕНУ

Кирхгофф заңы

Егер денелер жабық, ауасы жоқ, тұрақты температураға T -ға ие дене кұысында орналасса, жеткілікті уақыт өткенде денелер T температураға ие болады:

$$\frac{E_1(\nu, T)}{A_1(\nu, T)} = \frac{E_2(\nu, T)}{A_2(\nu, T)} = \frac{E_3(\nu, T)}{A_3(\nu, T)} = \dots \quad (1)$$



Тұрақты температурада дене шығаратын жылу ағыны оның жұтатын жылу ағынымен теңеледі. Көп энергия шығаратын дене $E(\nu, T)$, көп энергия жұтады, яғни $A(\nu, T)$ – жұту қабилеті көбірек болады. Сонымен, дененің сәуле шығарғыштық қабилеті $E(\nu, T)$ көбірек болса, оның сәуле жұтқыш қабилеті де көбірек болады $A(\nu, T)$.

T



Жұтылу қабілеттілігі, уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне жиіліктері ν ден $\nu+d\nu$ аралығында түсетін dW энергиясының қандай бөлігін дене жұта алатындығын көрсетеді:

$$A(\nu, T) = dW_{\text{жұт}} / dW$$

• **Абсолют қара дене** : кез-келген температурада, дене бетіне келіп түскен барлық жиіліктегі сәулелерді толығымен жұтатын дене.

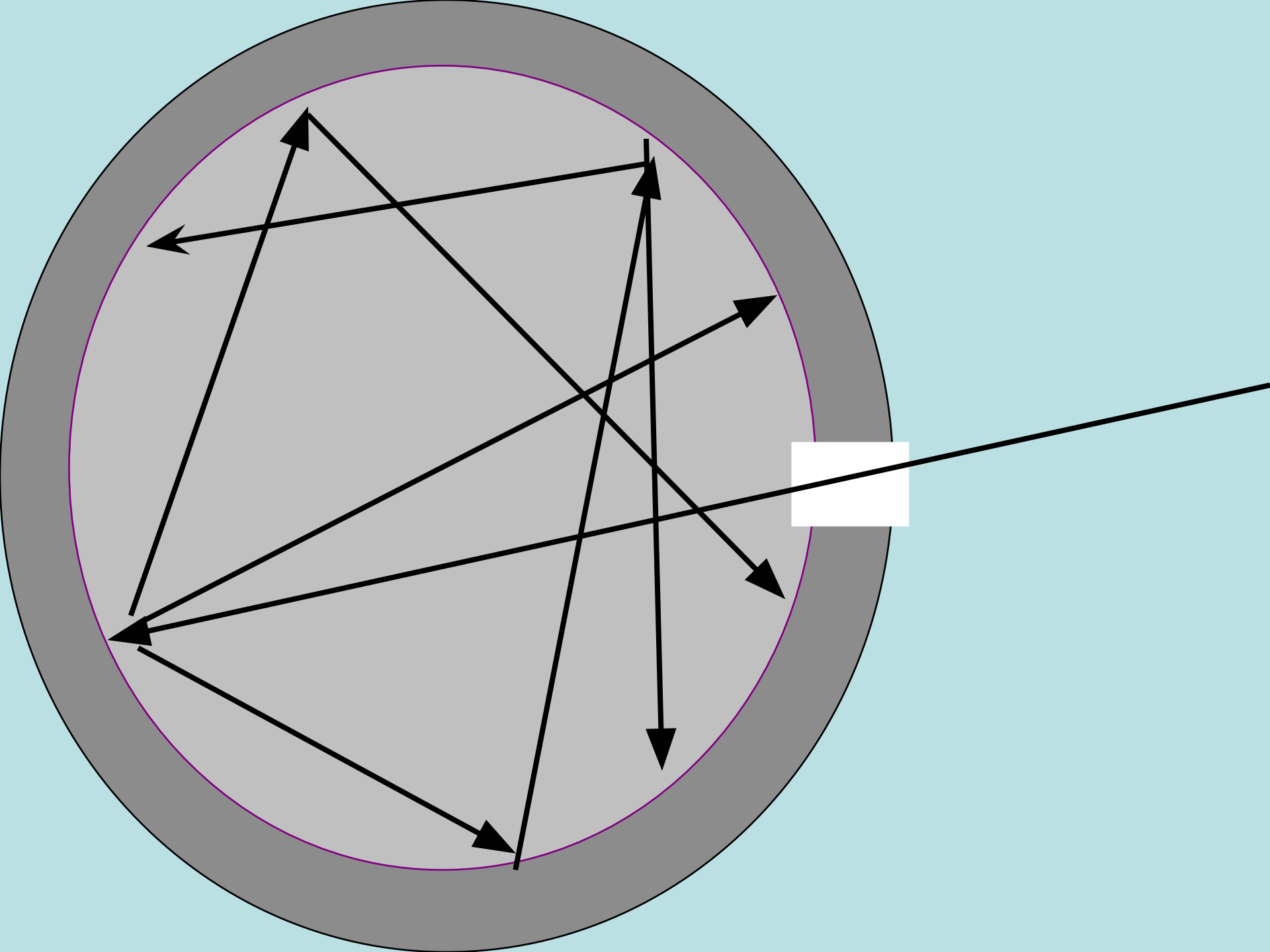
• Абсолют қара дене үшін жұтылу қабілеті $A(\nu, T)=1$ болады.

• Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігін $\epsilon(\nu, T)$ деп белгілейміз. Ол дененің сәулелену жиілігіне және абсолют температурасына тәуелді.

Абсолютты қара дененің сәуле жұтқыш қабілеті $A(\nu, T) = 1$

1859ж. неміс физигі Г. Кирхгофтың ашқан заңына сәйкес тепе-теңдік күйде сәуле шығарғыштық қабілеттіліктің сәуле жұтқыштық қабілеттілікке қатынасы дене табиғатына тәуелді емес:

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = \frac{\varepsilon(\nu, T)}{1} = \varepsilon(\nu, T) \quad (2)$$



Абсолют қара дененің идеалды үлгісі ретінде мөлдір емес қуыс бетіндегі кішкене тесікті алуға болады. Кішкене тесік арқылы қуыс ішіне түсетін жарық сәулесі қуыс қабырғаларынан көп рет шағылылады. Әрбір шағылу кезінде жарық толқын энергиясының біраз бөлігі жұтылады.

Сондықтан, тесіктен шығатын сәуленің интенсивтілігі, оған келіп түскен сәуле энергиясына қарағанда көп шамаға азаяды. Қуыс бетінің ауданының тесік бетінің ауданына қатынасы үлкен болған сайын, тесік беті өзінің қасиеті бойынша абсолют қара денеге соншама жақын келеді.

Кирхгоф

заңы

Дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің оның жұтқыштық қабілеттілігіне қатынасы дененің химиялық құрамына тәуелді болмайды және ол абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігі болып, ол температура мен жиіліктің $f(\nu, T)$ функциясы болып табылады.

$$E(\nu, T)/A(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$$

Абсолют қара дененің жұтқыштық қабілеті $A(\nu, T) = 1$,

Абсолют қара дене үшін $E(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$ болады.

Энергетикалық жарқырау
0-ден ∞ -ке дейінгі жиіліктегі барлық спектр бойынша **ТОЛЫҚ**
сәулелену қуаты дененің энергетикалық жарқырауы немесе
интегралды сәуле шығарғыштық
қабілеттілігі E (T) деп
аталады.

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 = \frac{8}{15} \cdot \frac{\pi^5 \cdot k^4}{c^3 \cdot h^3} \cdot T^4$$

1879 жылы Йозеф Стефан эксперименттен алған мәліметтер нәтижесінде абсолютты қара дененің энергетикалық жарқырауы абсолютты температураның T төртінші дәрежесіне тура пропорционал екендігіне көз жеткізді.

1884 жылы Л. Больцман термодинамикалық заңдылықтардан теория жүзінде осы нәтижеге келді.

Сонымен, абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы абсолют температураның төртінші дәрежесіне пропорционал болады.

Абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы $E(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$ сәуле шығарғыштық қабілеттілігіне тең болады.

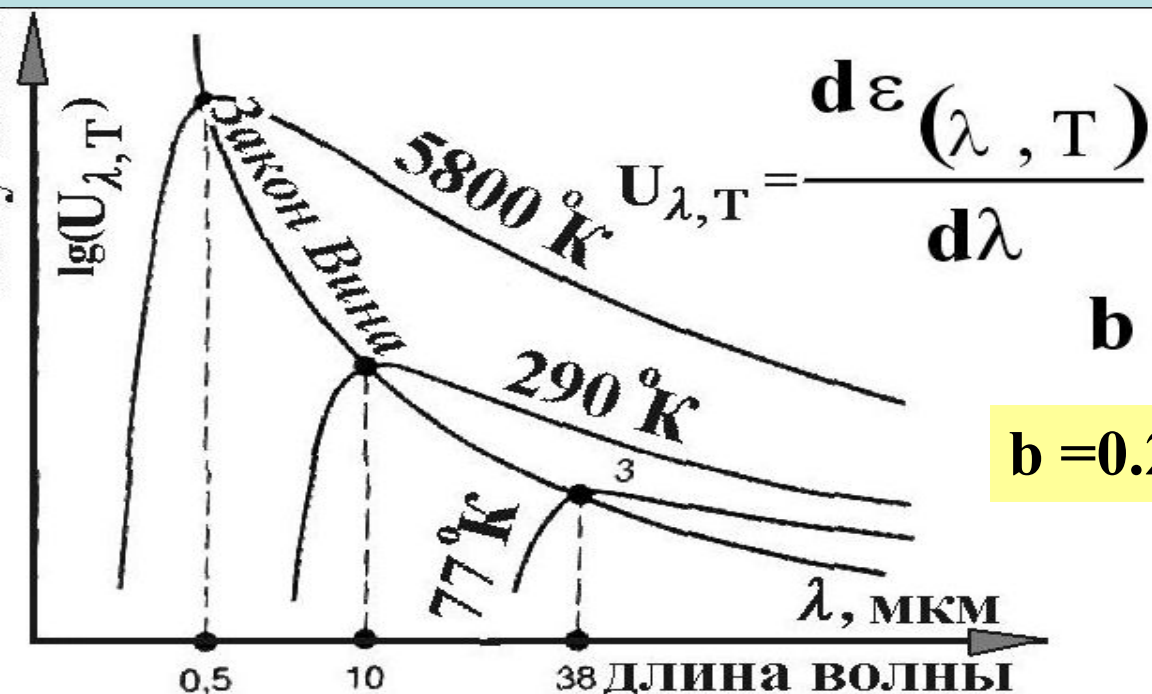
$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4$$

Бұл Стефан–Больцман заңы. мұндағы $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.— пропорционалдық коэффициенті Стефан–Больцман тұрақтысы деп аталады.



Виннің ығысу заңы

Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің максимум мәніне келетін жиілік оның абсолют температурасына тура пропорционал болады.



$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{const} = b$$

$$b = 0.2898 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°K} = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{°K}$$

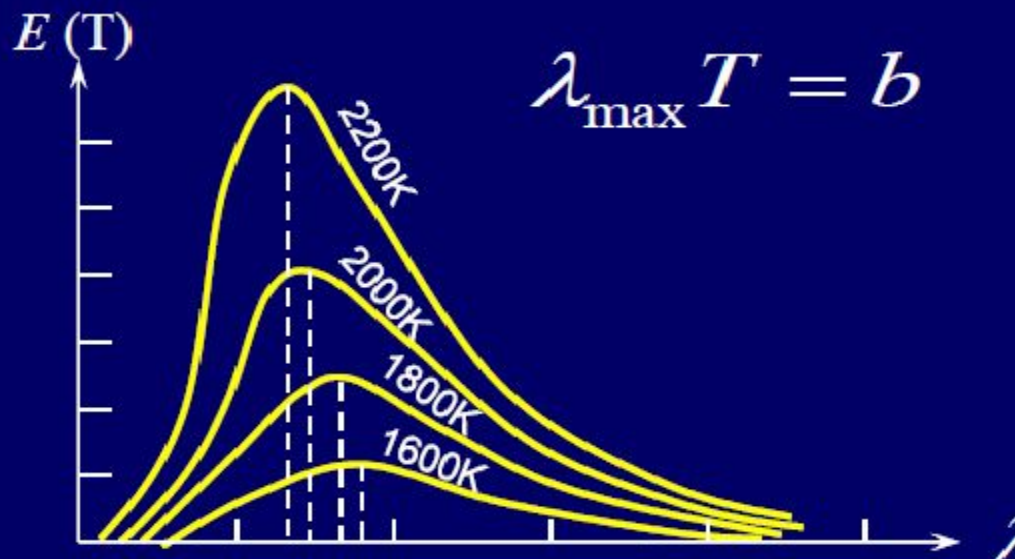
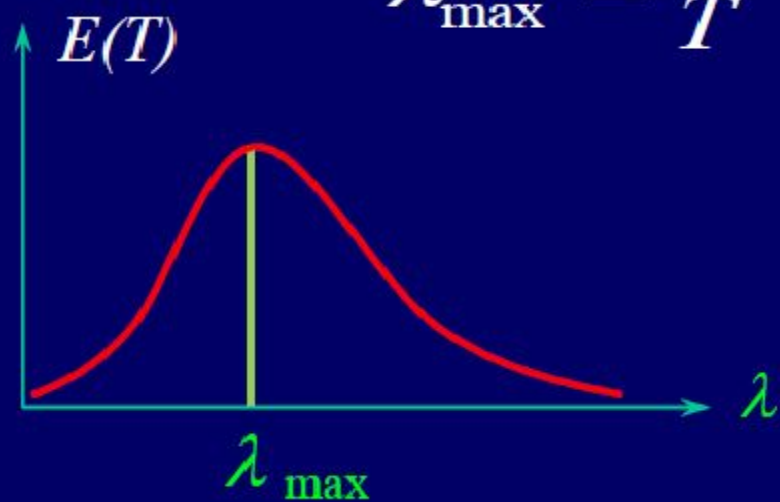
Виннің ығысу заңы

Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің максимум мәніне келетін жиілік оның абсолют температурасына тура пропорционал болады.

$$\left(\frac{\nu_{\max}}{T}\right) = b \quad (b = 2,898 \cdot 10^{-3})$$

Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің максимум мәніне келетін толқын ұзындығы, ол температураның өсуіне байланысты қысқа толқын ұзындығына қарай ығысады.

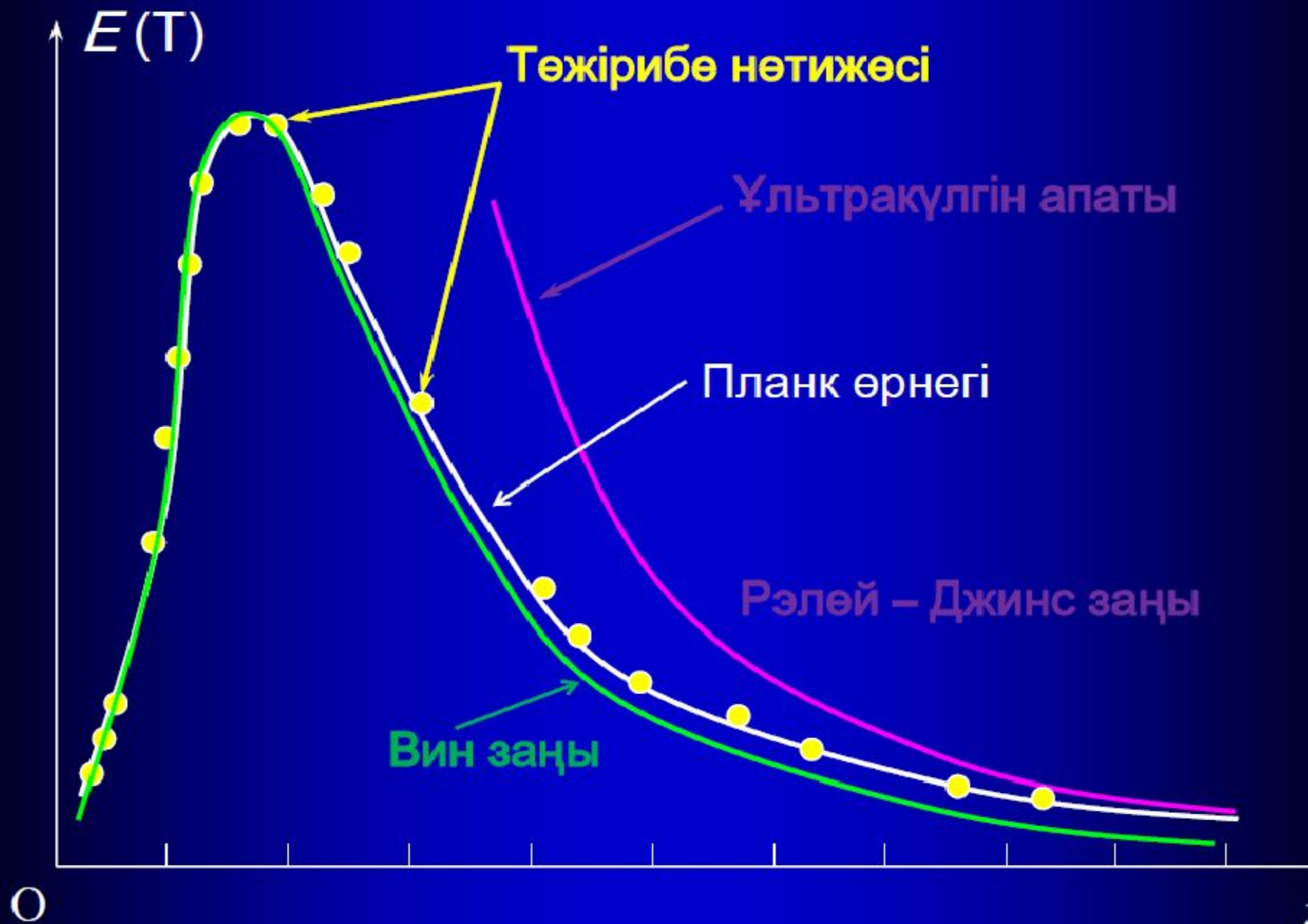
$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$$



Рэлей және Джинс өрнегі

$$\varepsilon(\nu, T) = (2\pi\nu^2/c^2)kT$$

Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті үшін Рэлей және Джинс өрнегі тек төменгі жиілік немесе ұзын толқын аумақ үшін ғана дәл келеді. Ал, жоғары жиіліктегі аумақ (қысқа толқын аумағы) үшін Рэлей және Джинс өрнегі тәжірибелік мәндерінен көп алшақ кетеді. Қысқа толқын аумағында теория мен практиканың алшақтауы “ультракүлгін апаты” деп аталады.



Вин заңы бойынша алынған абсолют
қара дененің сәуле шығарғыштық
қабілеті қысқа толқын аумағында
тәжірибе нәтижесімен сәйкес
келгенімен, ұзын толқын аумағында
тәжірибеден алшақтайды.

Планк пришел к выводу, что процессы излучения и поглощения нагретым телом электромагнитной энергии, происходят не непрерывно, как это принимала классическая физика, а конечными порциями – **квантами**. $E = \hbar \omega = h \nu$

Спектральная плотность излучения абсолютно чёрного тела

$$U_{(\omega, T)} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}$$

$h = \hbar \cdot 2\pi$

$$d\omega \cdot \lambda + d\lambda \cdot \omega = 0$$

$$U_{(\nu, T)} = \frac{8\pi \cdot h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad U_{(\lambda, T)} = \frac{8\pi \cdot hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

$$\frac{kT\lambda}{hc} = a \cdot T\lambda = x$$

$\hbar \omega > kT \implies \frac{hc}{\lambda} > kT$

$$U_{(\lambda, T)} = \frac{8\pi \cdot k^5 T^5}{c^4 h^4} \cdot \frac{1}{e^{\frac{1}{x}} - 1}$$

Закон Вина

$$U_{(\omega, T)} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}} \quad U_{(\lambda, T)} = AT^5 \frac{1}{x^5} \cdot e^{-\frac{1}{x}}$$



Планк өрнегі

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігі үшін алынған Планк өрнегі өртүрлі температуралар кезінде тәжірибемен өте жақсы сәйкес келеді. Сонымен, сәулеленудің кванттық сипаты туралы Планктың гипотезасына сәйкес, жарық дискретті, үзілістік құрылымды түрге ие болады, яғни жарық корпускулалық қасиеттерге ие. Электромагниттік сәулеленудің кванттары, кейіннен бөлшектердің жаңа қасиеттеріне ие болатын — фотондар деп аталды.

Фотон массасы және импульсы

Егер электромагниттік сәулеленуді жарық жылдамдығымен қозғалатын фотондардың ағыны ретінде қарастырсақ, онда фотон массасы мен импульсын табу қиынға соқпайды. Планк бойынша фотон энергиясы:

$$E = h \nu$$

Релятивистік механика көз қарасы бойынша фотон энергиясын $\varepsilon = mc^2$ түрінде беруге болады.

Бұл екі өрнекті салыстыра келіп,
фотон массасын табамыз:

$$m = h\nu/c^2 = \varepsilon/c^2 = h/c\lambda$$

Фотон массасы тек жарық
толқынының жиілігіне
байланысты.

Фотон импульсы :

$$P = mc = h\nu/c = h/\lambda$$

Положение максимума спектральной плотности излучения абсолютно чёрного тела на оси длин волн обратно пропорционально температуре тела.

Закон смещения Вина

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{const} = b$$

$$b = 0.2898 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°K} = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{°K}$$

Закон Вина

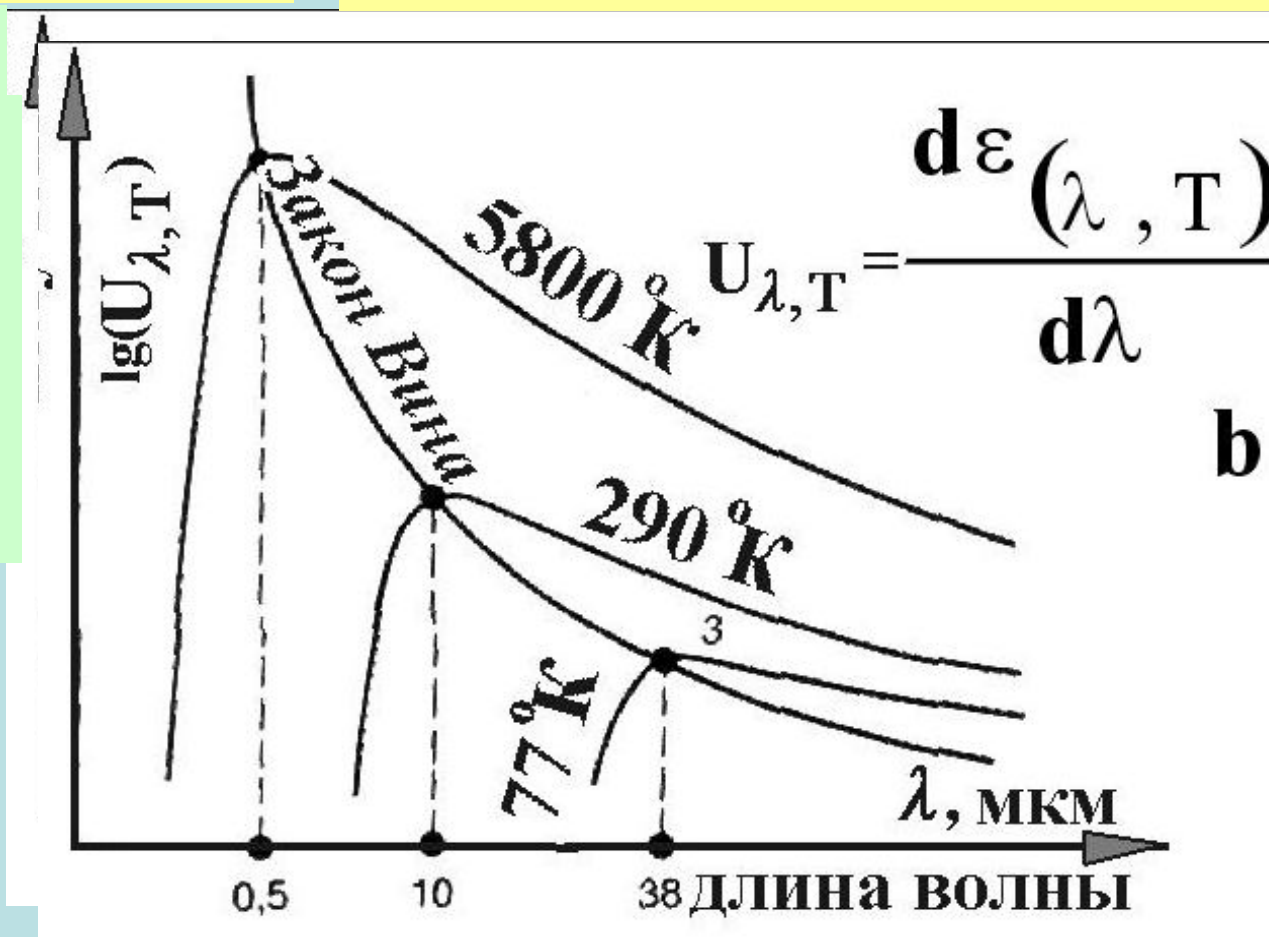
Величина максимума спектральной плотности излучения абсолютно чёрного тела пропорциональна температуре в 5^й степени.

$$\frac{U'_{\lambda, T'(\max)}}{U_{\lambda, T(\max)}} = \frac{(T')^5}{(T)^5}$$

$$U_{(\lambda, T)} = AT^5 \frac{1}{x^5} \cdot e^{-x} \quad \text{Где:}$$

$$x = a \cdot \lambda$$

A, a - коэффициенты пропорциональности



b



Формула Рэля - Джинса

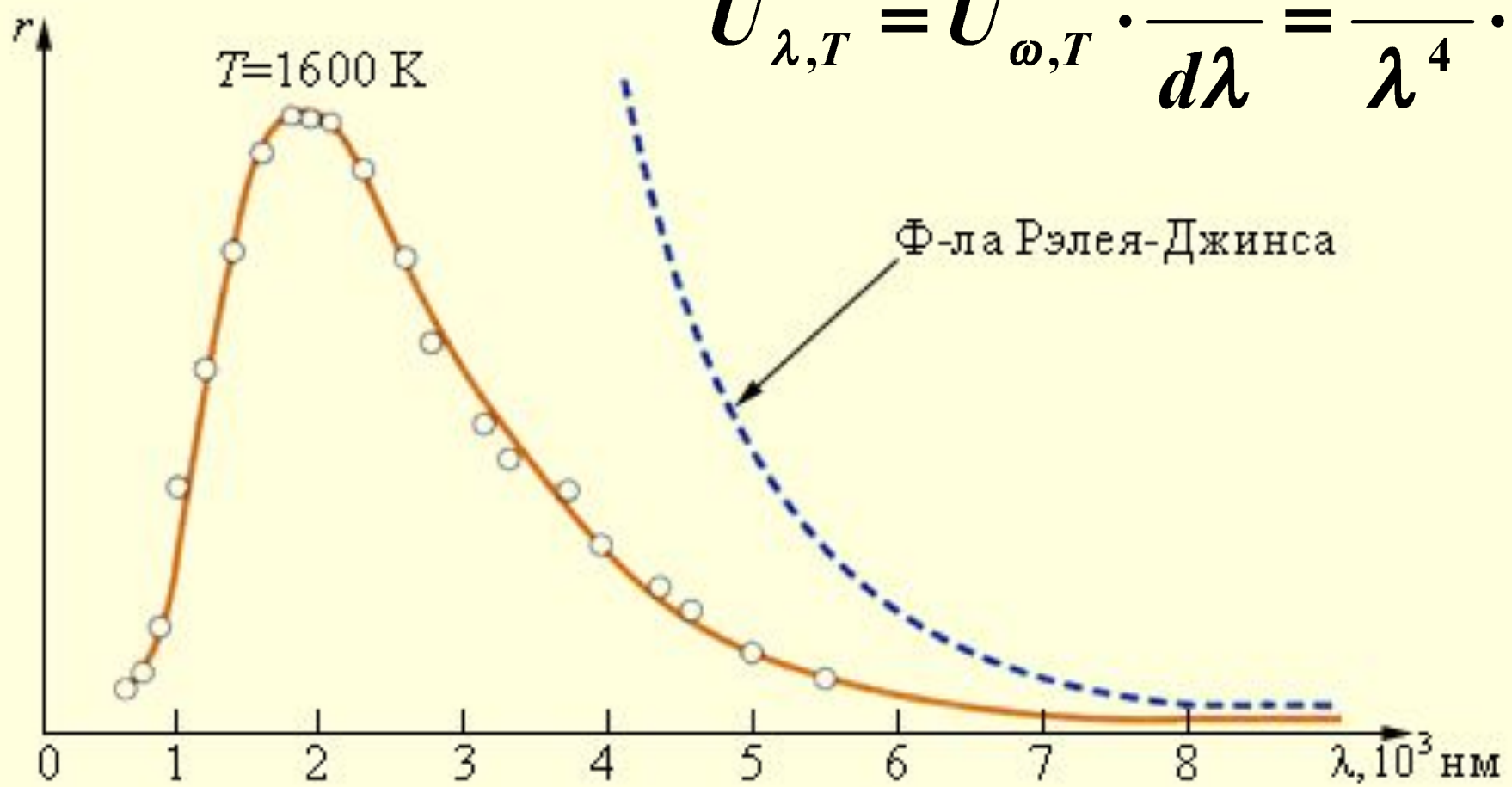
$$U_{\omega, T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot kT \quad (1) \quad \omega \cdot \lambda = 2\pi \nu \cdot \lambda = 2\pi \cdot c \quad (3)$$

Мощность на единичный спектральный интервал

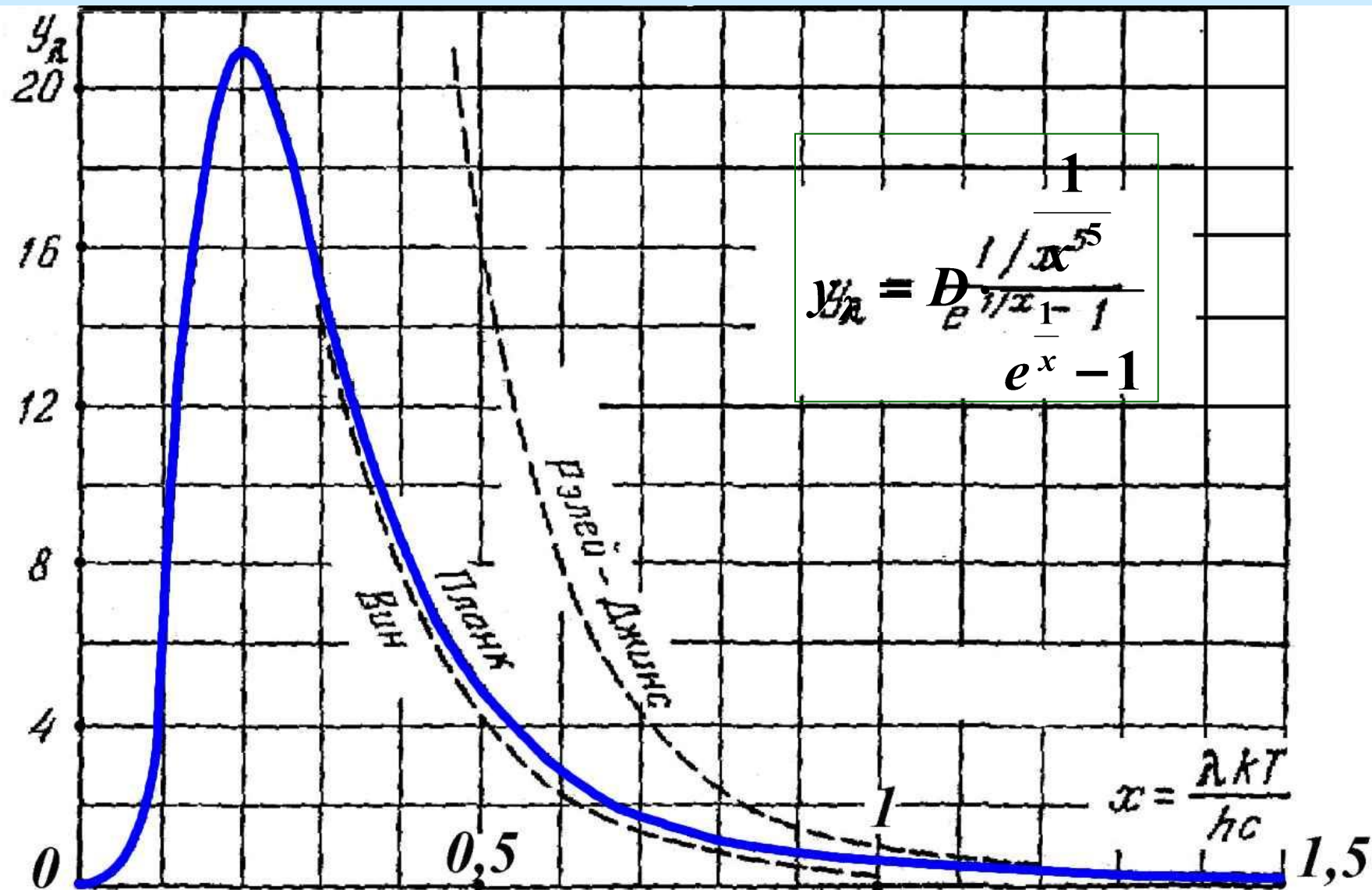
$$d\omega \cdot \lambda + d\lambda \cdot \omega = 0 \quad (4)$$

$$U_{\omega, T} \cdot d\omega = -U_{\lambda, T} \cdot d\lambda \quad (2)$$

$$U_{\lambda, T} = U_{\omega, T} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4} \cdot kT \quad (5)$$



Формула Планка при малых x (высоких частотах или больших длинах волн) полностью совпадает с полуэмпирической формулой Вина. При низких частотах (при $h\nu \ll kT$) формула Планка переходит в формулу Релея–Джинса.



У реальных тел излучательная и поглощательная способность отличается от таковой для АЧТ. В соотношения для расчета излучения и поглощения таких тел вводятся коэффициенты «серости» – спектральный ϵ_λ и интегральный ϵ коэффициент излучения (не путать с $\epsilon_{(T)}$ – излучательная способность АЧТ и ϵ - диэлектрической постоянной).

Для расчета излучения (светимости) реального тела по закону Стефана - Больцмана используется соотношение:

$$\epsilon_\lambda = \frac{U_{\lambda, T_{\text{const}}}}{U_{(\text{АЧТ}), \lambda, T_{\text{const}}}}$$

$$\epsilon = \int_0^\infty \epsilon_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu$$

$$E_{(T)} = \int_0^\infty \epsilon_\lambda \cdot \epsilon_{(\lambda, T)} d\lambda = \int_0^\infty \epsilon_\nu \cdot \epsilon_{(\nu, T)} d\nu$$

Если тело «серое»

$$\epsilon_\lambda = \text{const} \longrightarrow E_{(T)} \approx \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

Если $\epsilon_\lambda \neq \text{const}$

то тело цветное и проявляется какое-либо дополнительное оптическое явление - интерференция, дифракция, люминесценция.

Иногда, для оценки отражения излучения от тела, удобнее использовать не коэффициент серости ϵ , а коэффициент белизны - «альbedo» - $\alpha = 1 - \epsilon$



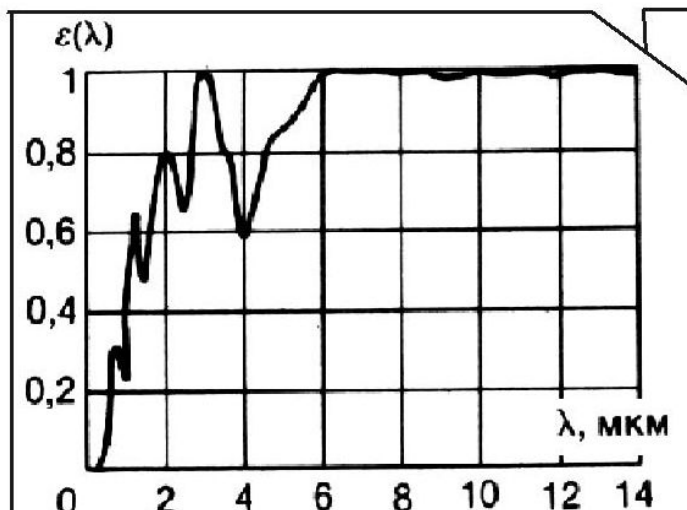
Коэффициенты излучения диэлектриков.

$$\varepsilon_{\lambda} = 1 - R_{\lambda} = \frac{4n_{\lambda}}{(n_{\lambda} + 1)^2 + \eta_{\lambda}^2}$$

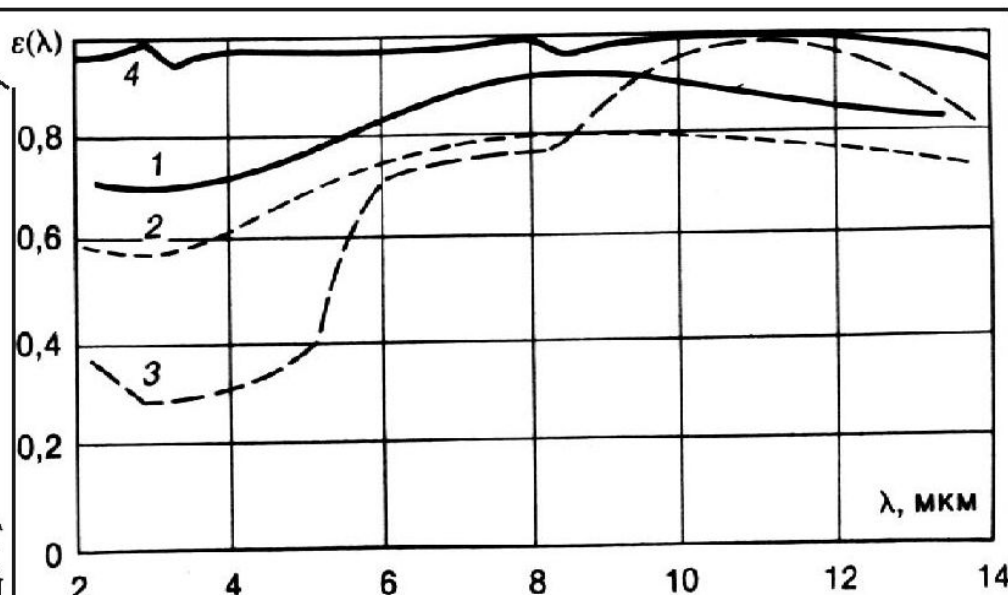
При условии, что всё излучение, которое не отражается от границы толстого прозрачного или полупрозрачного диэлектрика, поглощается в его толще или на другой границе.

для $(\omega/c) \eta_{\lambda} * L \gg 1$

R_{λ} - коэффициент отражения границы диэлектрик – вакуум (зависит от длины волны). n_{λ} - коэффициент преломления, η_{λ} - показатель поглощения материала, L - толщина слоя диэлектрика.

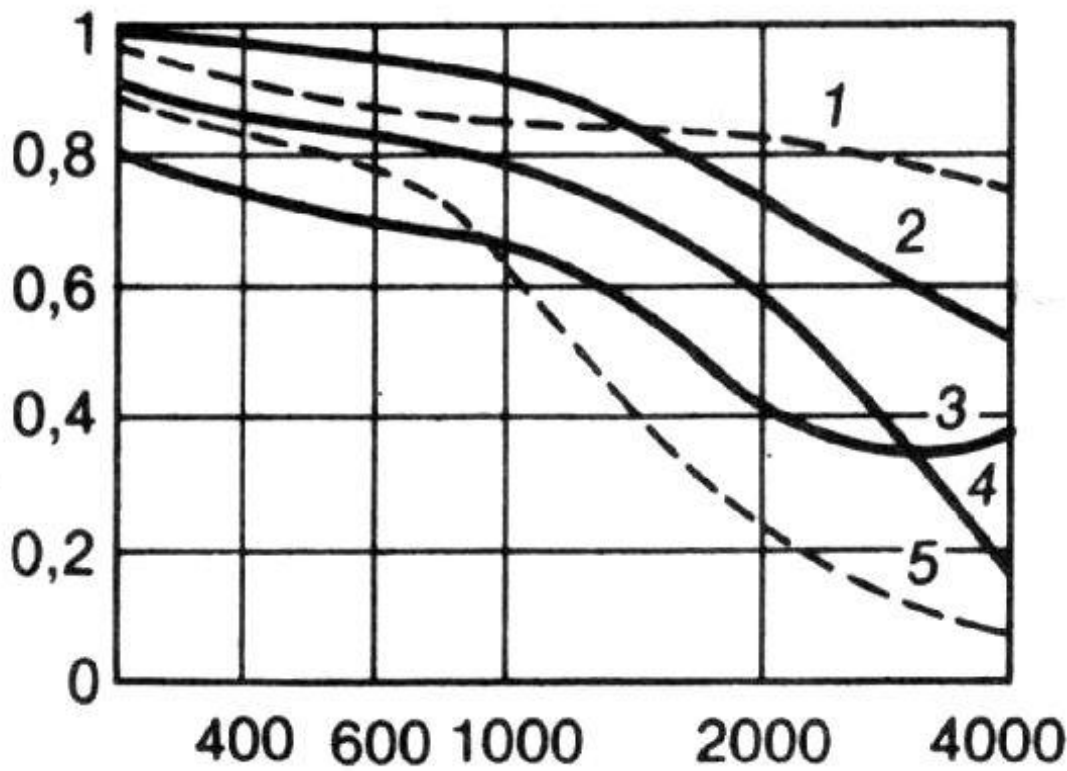


Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ человеческой кожи.



Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ некоторых диэлектриков. 1 — земля 2 — пластмасса; 3 — окись магния; 4 — вода (в направлении нормали к поверхности).





Интегральный коэффициент излучения некоторых диэлектриков как функция температуры: 1- каучук, 2- фарфор, 3- пробка, 4- бумага, 5- огнеупорная глина.

T, °K

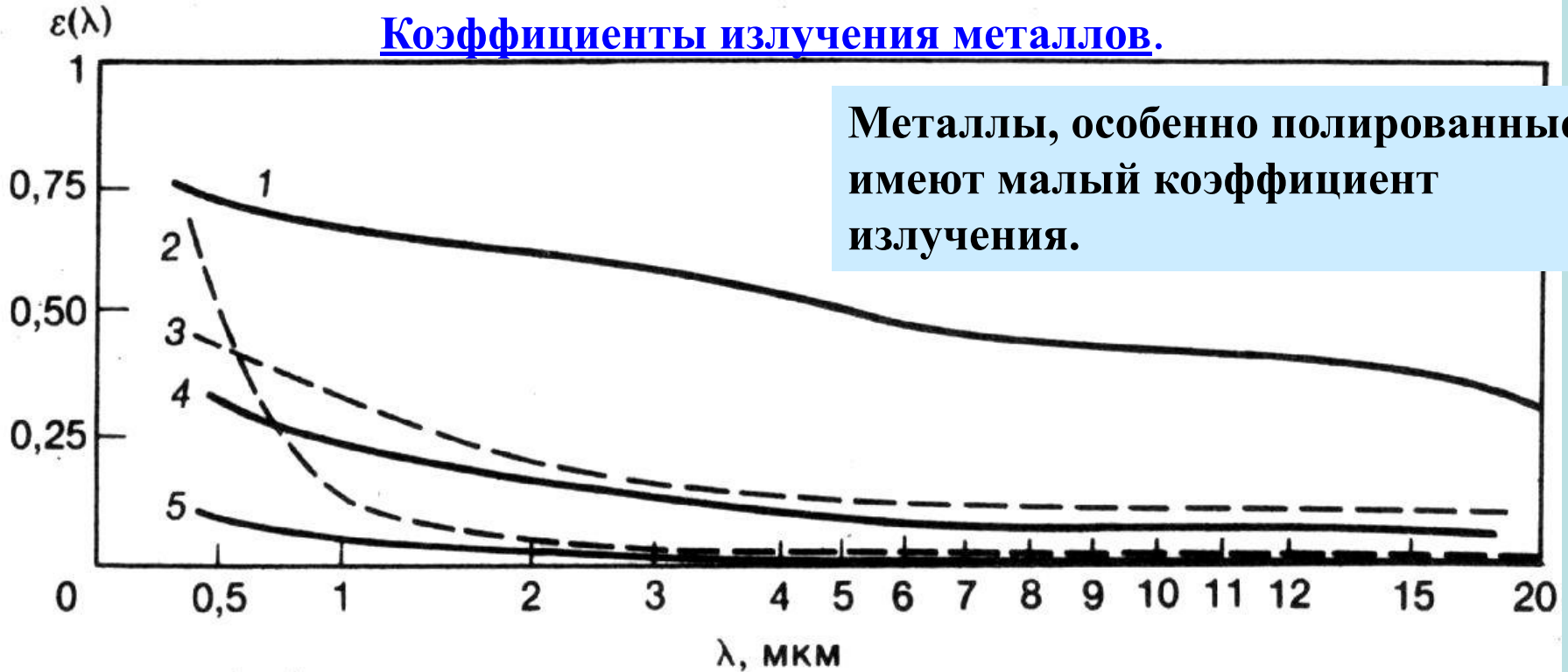
Любой материал, покрытый тонким прозрачным слоем диэлектрика, изменяет свой коэффициент «серости», из-за отражения фронтальных лучей излученных телом на границе диэлектрик- вакуум и полного внутреннего отражения косых лучей на этой же границе.

$$\varepsilon = \varepsilon_{om} (1 - R_{\lambda}) \sin^2 \sigma = \varepsilon_{om} \frac{4n}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{n^2} = \varepsilon_{om} \frac{4}{(1+n)^2 n}$$

где ε_{om} -интегральный коэффициент излучения материала, n - коэффициент преломления пленочного диэлектрика, σ - угол полного внутреннего отражения



Коэффициенты излучения металлов.



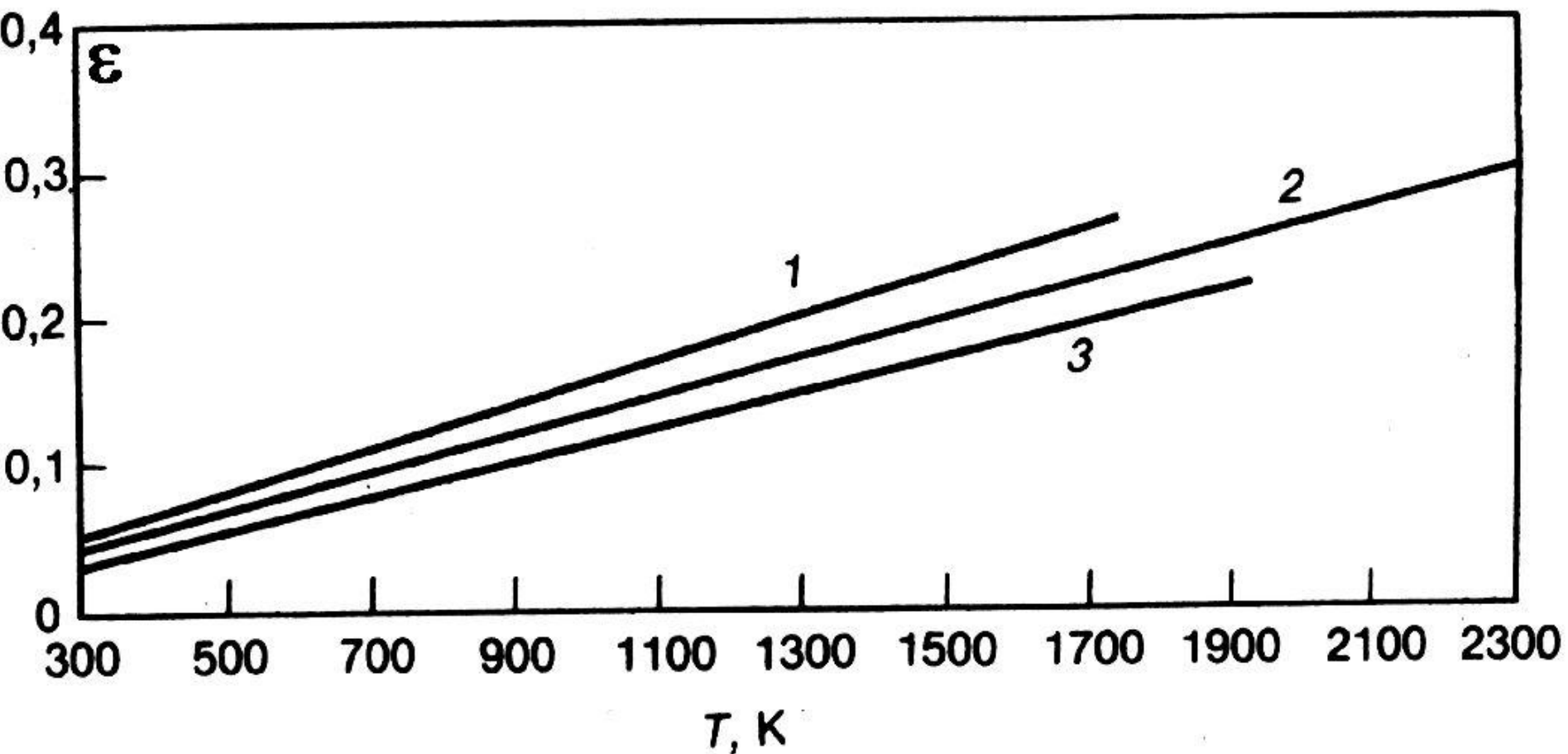
Спектральный коэффициент излучения ϵ_λ некоторых металлов: 1-графит, 2-медь, 3-железо, 4-алюминий, 5-серебро.

Коэффициент излучения металлов однозначно связан с коэффициентом его отражения. Последний зависит не только от концентрации несвязанных электронов и частоты колебаний излучения, но и от рассеяния колеблющихся электронов (взаимодействия их с примесями и дефектами) и магнитной проницаемости металла μ . Рассеяние определяется проводимостью металла σ .

$$\epsilon_\lambda = 1 - R_\lambda = \sqrt{\frac{2\omega}{\sigma \mu c^2}}$$

σ - электропроводность металла, c - скорость света, ω - круговая частота излучения.

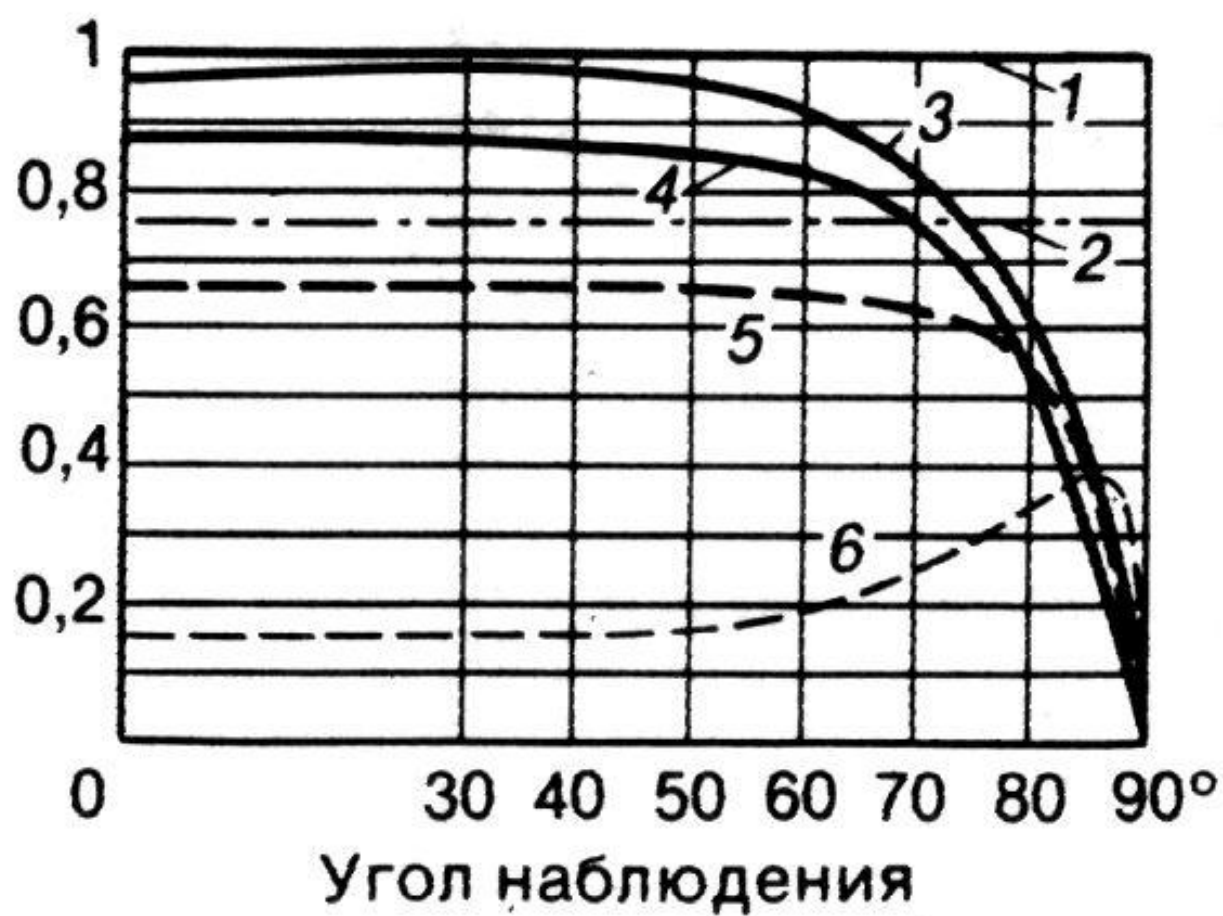




Интегральный коэффициент излучения некоторых металлов. Т, °К
 1-никель, 2-вольфрам, 3-платина.



Зависимость
коэффициента
излучения от
угла
наблюдения



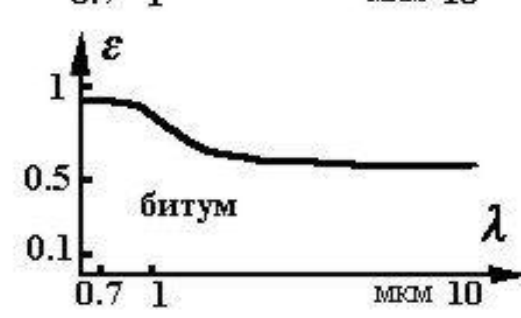
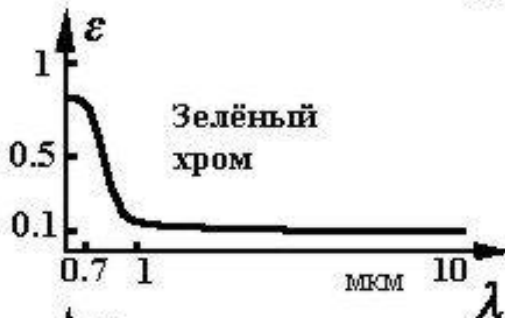
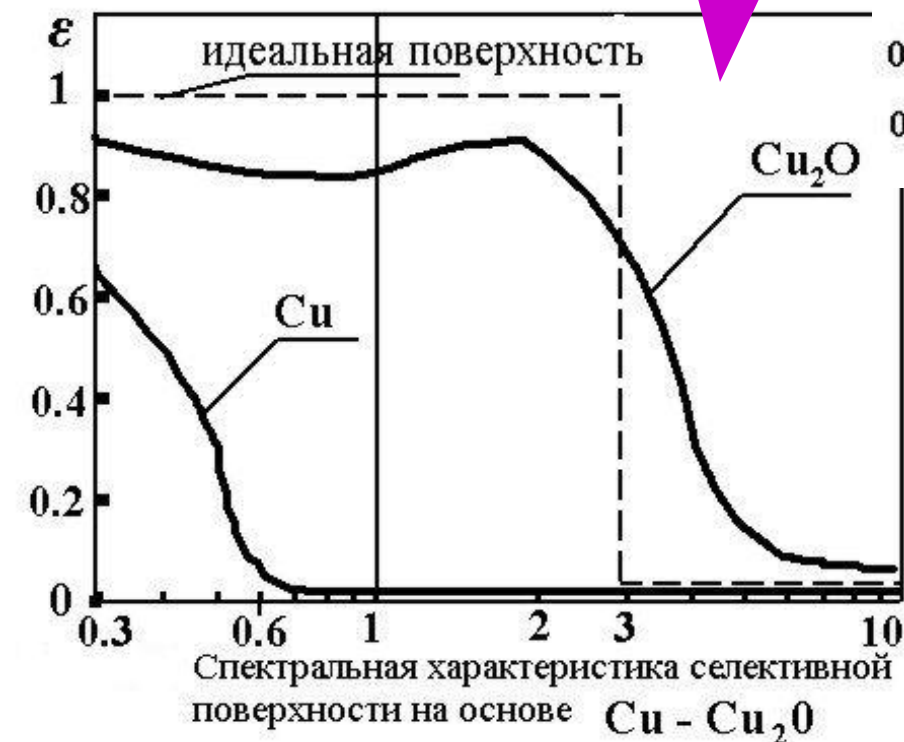
Интегральный коэффициент излучения ϵ в функции угла наблюдения.

1 — черное тело; 2 — серое тело; 3—5 — диэлектрики с показателями преломления $n = 1,5$; 2 и 4 соответственно; 6 — металл.



Селективные покрытия -
Специальные покрытия, для
регулировки теплоотдачи.

Покрытие медного коллектора
солнечного излучения плёнкой из
закиси меди, позволяет увеличить
коэффициент поглощения
солнечного излучения с $\lambda = 0.3-3\text{мкм}$,
в тоже время снизить тепловые
потери за счёт излучения в
диапазоне с $\lambda = 5-15\text{мкм}$.

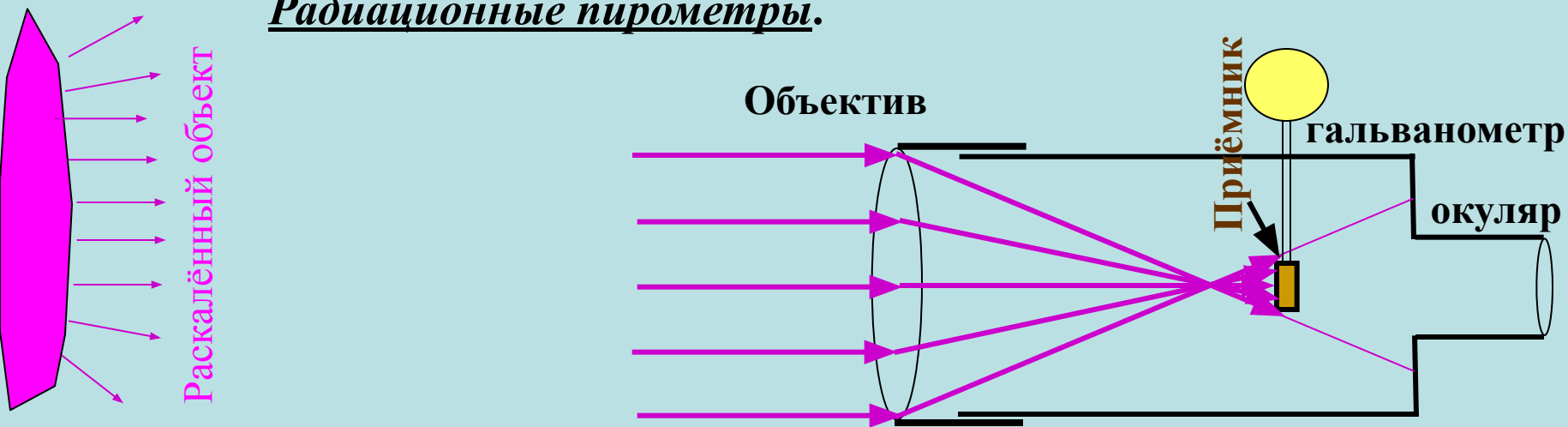


Спектральные
зависимости излучательной
способности распространён-
ных лакокрасочных по-
крытий.

Краска «слоновая кость» (и снег, и
стеклянная крошка) повышают
теплоотдачу излучением за счёт высокой
излучательной способности в диапазоне
с $\lambda = 3-15\text{мкм}$, но выглядят белыми в
видимом диапазоне длин волн с λ
 $= 0.3-1\text{мкм}$ (всё излучение этого диапазона
отражают).



Радиационные пирометры.



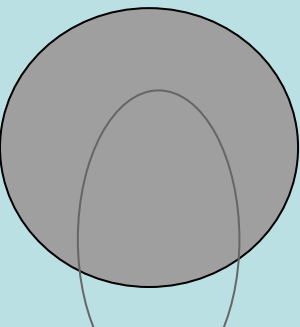
Пирометры основаны на фокусировке излучения раскаленной поверхности на теплоприемник. Яркость сфокусированного изображения не зависит от расстояния до объекта, если оно велико по сравнению с фокусным расстоянием объектива. Важно, чтобы создаваемое объективом изображение полностью перекрывало теплоприемник. Предварительно производится градуировка пирометра по абсолютно черному телу.

Поскольку энергетическая светимость реальной раскаленной поверхности при той же температуре меньше светимости абсолютно черного тела (в соответствии с законом Кирхгофа), измеренная радиационная температура оказывается меньше действительной.

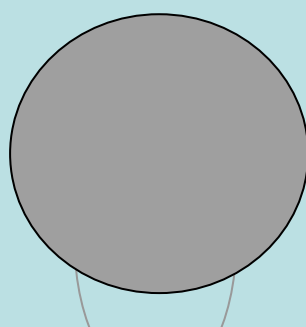
В справочниках имеются соответствующие поправочные коэффициенты, учитывающие отличие светимости поверхностей реальных материалов от светимости абсолютно черного тела. Значения этих коэффициентов в свою очередь зависят от температуры.



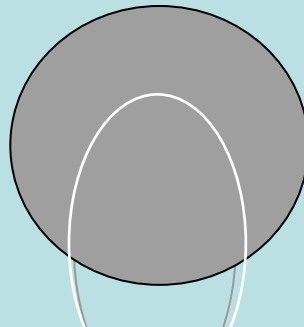
Яркостные пирометры.



меньше

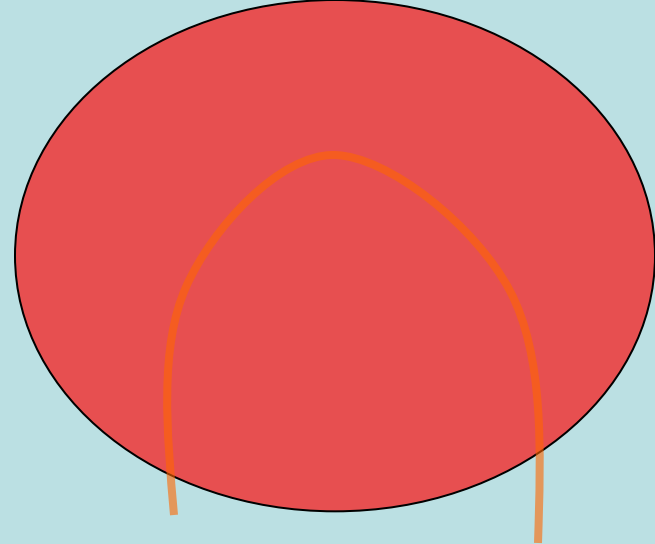


равна



больше

яркость нити по отношению к фону

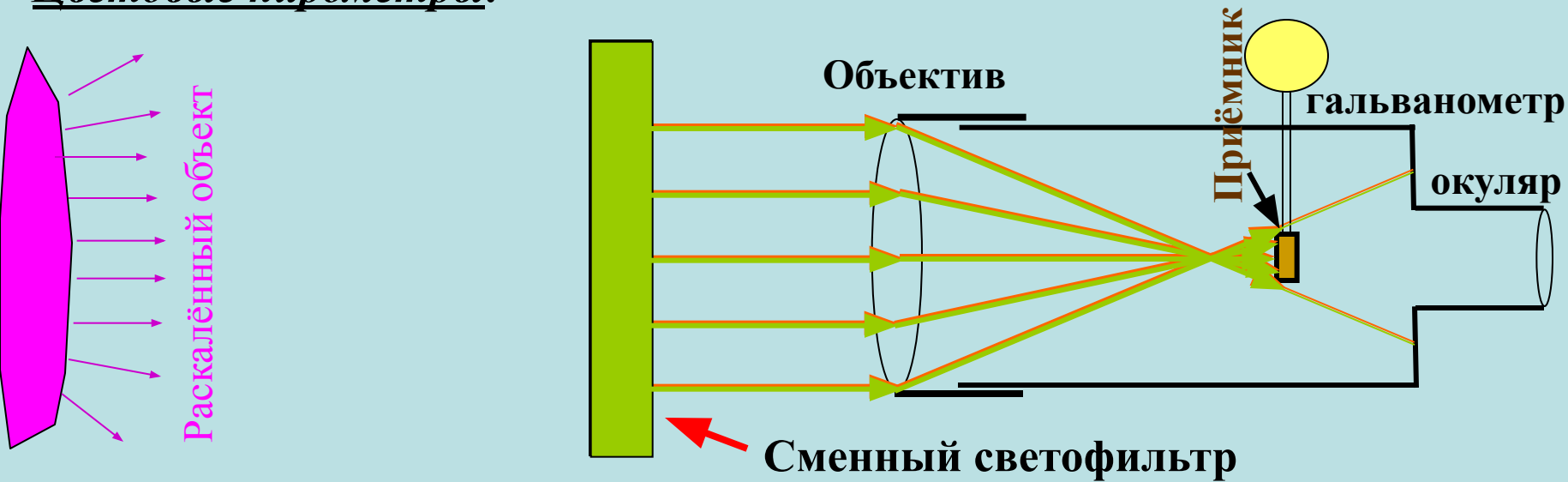


Действие пирометра основано на сравнении яркости свечения тела, температура которого измеряется, и нити лампы накаливания. Через красный светофильтр производится наблюдение ($\lambda=660$ нм). Применение пирометров обычно связано с металлургией. Производится наблюдение, например, окошка в стенки доменной или мартеновской печи. На фоне изображения светящегося окошка наблюдается нить лампочки накаливания. Регулируя ток через лампочку, добиваются уравнивания их яркостей в красном цвете. При этом нить лампочки становится невидимой - потому такой пирометр называют пирометром с “исчезающей” нитью. Пирометр градуируется по абсолютно черному телу - при изменении тока накала по находящейся в поле наблюдения шкале считывается температура черного тела, при котором нить должна “исчезать”.

Поскольку светимость реального тела при той же температуре меньше, для достижения равенства яркостей черного и нечерного тел это последнее должно быть нагрето сильнее, измеренная яркостная температура тоже оказывается меньше действительной (Также как и у радиационного пирометра).



Цветовые пирометры.



Серое тело имеет тот же спектральный состав, что и абсолютно черное тело. Поэтому температуру серого тела можно определить в соответствии с законом смещения Вина, определив длину волны λ_m , на которую приходится максимум излучения. Однако, вместо исследования всего спектра излучения, производятся измерения светимостей на двух различных частотах (при двух значениях длин волн) и по их отношению определяется температура тела - для черного тела при любой температуре это отношение известно. Этот пирометр отличается от радиационного тем, что наблюдения производятся через сменные светофильтры.

Как правило, измеренная температура выше истинной, а показания ближе к истинным, чем у радиационного и яркостного методов измерения температуры.




Учебный фильм

«[Лучистый теплообмен](#)»

**Нобелевская премия по физике в 2006
году присуждена за
«абсолютно черное тело».**

Радиометр Крукса



**РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ
ЭФФЕКТ**

11



Science

PLAY
SP

