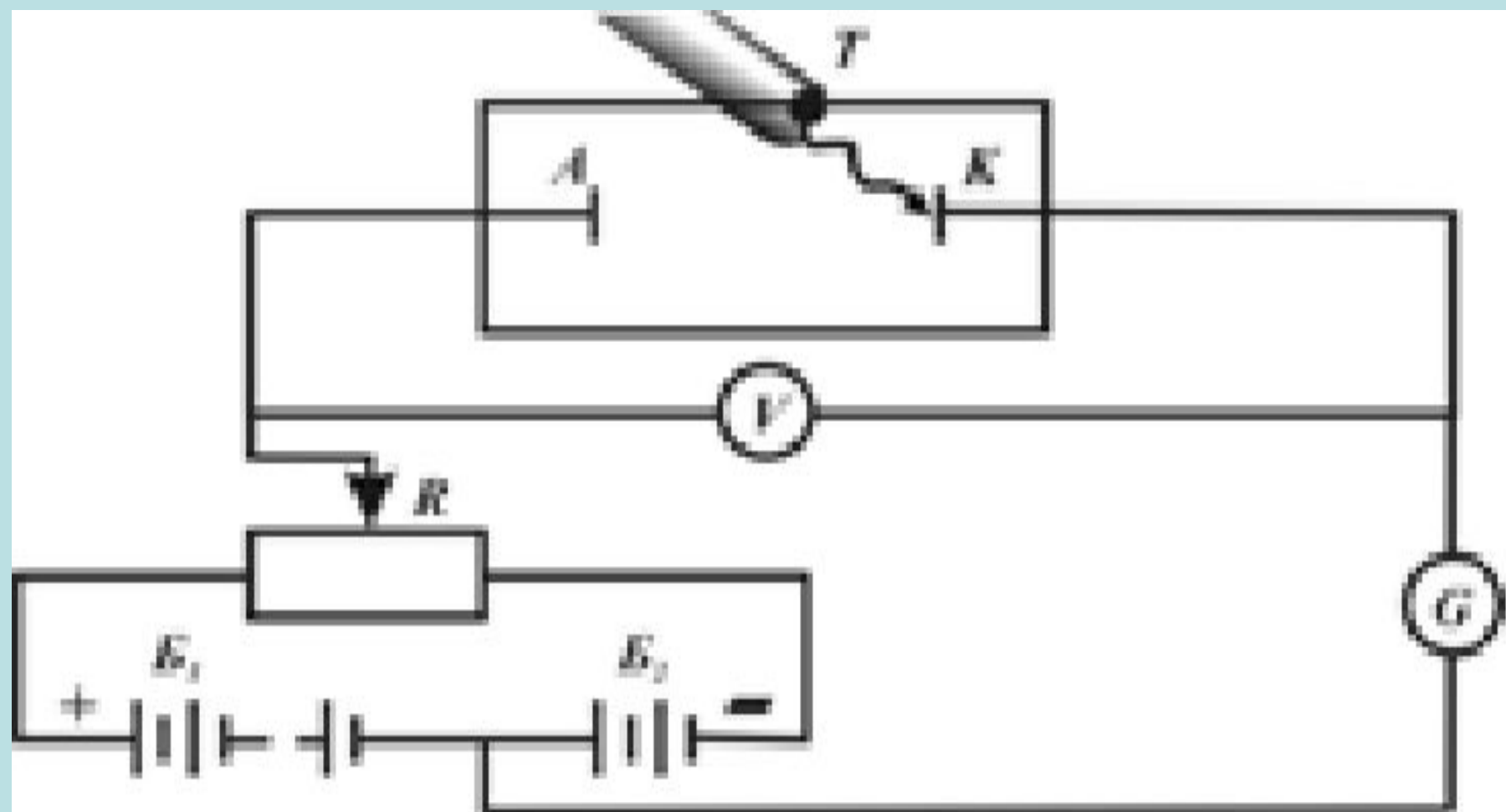


Лекция 15

ФОТОЭФФЕКТ.

Люминисценция және оның негізгі заңдылықтары. Қара дененің сәуле шығару заңдары.



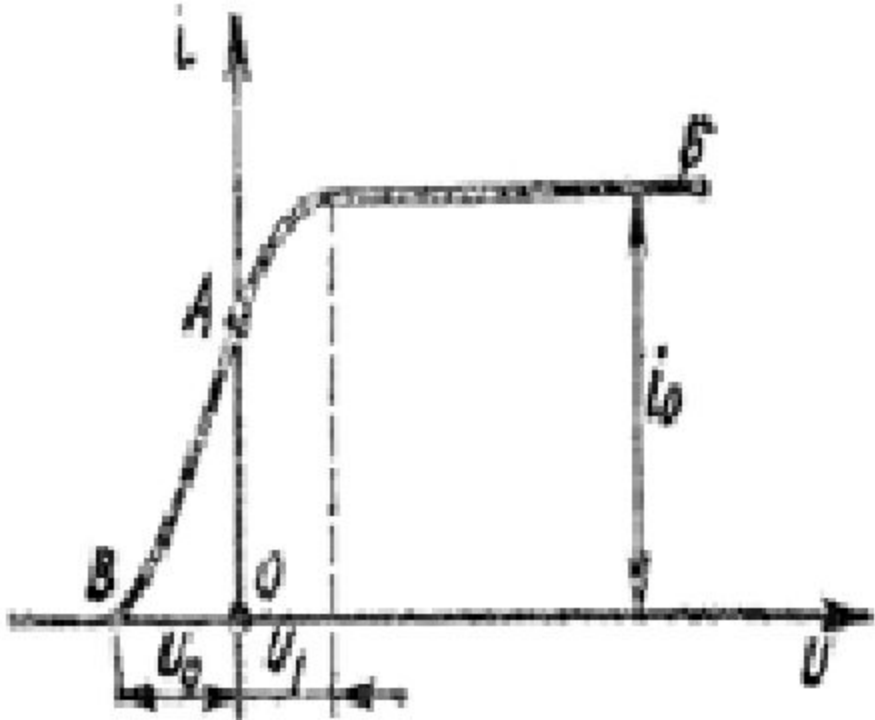
1-сурет

Ауасы шығарылған шыны түтік ішіне K катод және A анод орнатылған. Бұлардың арасына R потенциометрімен реттелетін потенциалдар айырымы (кернеу) беріледі, ол V вольтметрімен өлшенді. Түтік бүйіріндегі T терезеден (кварц) катодқа жарық түсіруге болады.

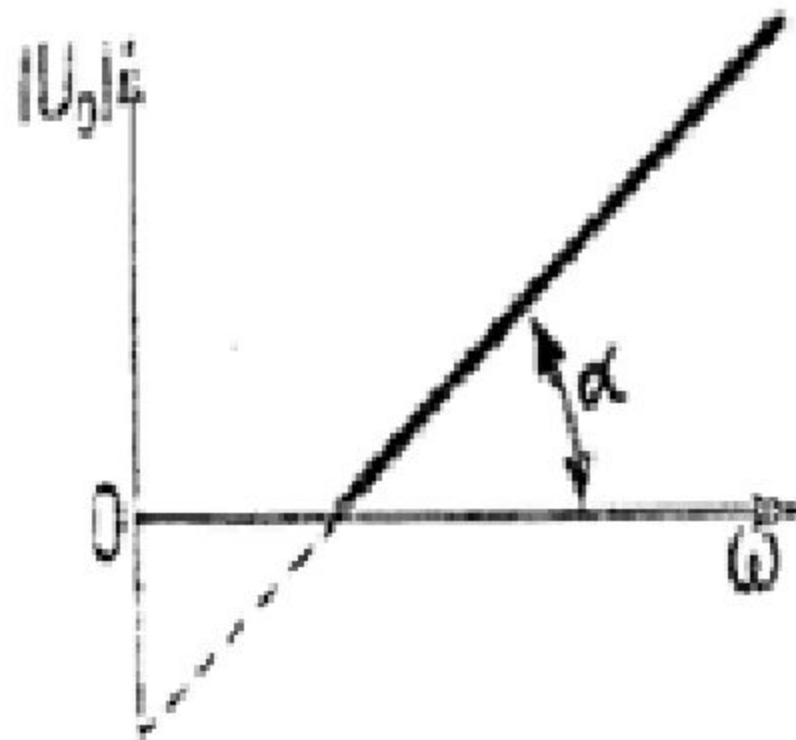
Егер катодқа жарық түсірілмесе, онда катод пен анод арасында ток болмайды. Жарықтандырылған кезде электр тоғы байқалады, ол фототок деп аталады. **Фототок күші** потенциалдар айырымына, жарық интенсивтігіне, катод материалына және жарық жиілігіне тәуелді болады.

Заряд тасымалдаушылардың табиғаты 1899 ж. дейін, Ленард, Дж.Томсон катодқа түсетін ультракүлгін сәуле әсерінен катодтан бөлініп шыққан зарядталған бөлшектердің электрондар екендігін дәлелдегенге дейін, белгісіз болды.

Ленард **жарық әсерінен**
босайтын электрондардың
энергиясы жарық жиілігіне
пропорционал
болатындығын, ал **жарық**
интенсивтігіне **тәуелді**
болмайтынын **көрсетіп**
берді.



2-сурет



3-сурет

Үдетуші потенциалды біртіндеп өсіріп, ол U_1 мәніне жеткенде $i(U)$ қисығы қанығу бөлігіне шығады.

$U > U_1$ болған жағдайда жарық әсерінен катодтан бөлініп шыққан фотоэлектрондардың бәрі тізбек арқылы өтеді, сондықтан қанығу тогының I_0 күші жарықтың фотоэлектрлік әсерінің өлшеуіші ретінде қарастырылуы тиіс. $I(U)$ тәуелділігіндегі AB бөліктің болуы фотоэлектрондардың біраз кинетикалық энергиясының болатындығына байланысты.

$U = -U_0$ болған жағдайда фотоэлектрондардың бірде біреуі анодқа жетпейді; фототок нөлге айналады. U_0 мәнін өлшеп фотоэлектрондардың ең үлкен кинетикалық энергиясын анықтауға болады: $E_{max} = eU_0$. Потенциалдар айырымы нөлге тең болған жағдайда ($U=0$) катодтан анодқа қарай бағытталған электрондар ағыны болады.

Бұдан катодтан шығарылатын электрондар катод бетінен қайсыбір жылдамдықпен ұшып шығады, осының арқасында бұлардың анодқа жете алатындығы көрінеді.

Электрондарды тоқтатып, фототокты доғару үшін бөгеуші U_0 потенциалдар айырымын қосу керек. U_0 бөгеуші потенциалдар айырымы I жарық интенсивтігіне тәуелді емес.

U_0 бөгеуші потенциал қосылған жағдайда (2-сурет) катод бетінен v_{max} максимал жылдамдықпен ұшып шығатын электрондар осы жылдамдығын толығынан жоғалтады. Энергияның сақталу заңына сәйкес $qU_0 = \frac{1}{2} m_e v_{max}^2$, (1) мұндағы m_e - электрон массасы, q - оның заряды.

Электрон заряды $q = -e$ теріс, және U_0 тежеуіш потенциалы теріс таңбалы болғандықтан бұлардың qU_0 көбейтіндісі оң таңбалы болатынын еске саламыз. Қанығу фототогының болуы және i_0 қанығу фототок күшінің I жарық интенсивтігіне тура пропорционал болуы уақыт бірлігінде катодтан жұлынып шығарылатын электрондар саны жарық интенсивтігіне пропорционал екендігін көрсетеді.

Сыртқы фотоэффект заңдары:

1. Жарық жиілігі тұрақты болғанда ($\omega = \text{const}$) катод бетінен уақыт бірлігінде жұлынып шығарылатын электрон саны жарық интенсивтігіне тура пропорционал болады.

2. Фотоэффект катодтың берілген затына тән және фотоэффектің қызыл шекарасы деп аталатын қайсыбір ω_0 жиіліктен ω жиілігі төмен емес жарық қана тудыруы мүмкін (жарық интенсивтігіне және катодты жарықтандыру уақытына тәуелсіз). Егер $\omega > \omega_0$ немесе $\lambda < \lambda_0$ болса, онда фотоэффект байқалады (3-сурет).

$$\frac{1}{2} m v_{\text{max}}^2$$

3. Катод бетінен 0-ден бастап $\frac{1}{2} m v_{\text{max}}^2$ -ға дейінгі энергиялары бар электрондар бөлініп шығады; осы максимум энергия ω жарық жиілігі артқанда сызықты түрде артады, ал жарық интенсивтігіне тәуелді болмайды (3-сурет). Катодтың жарықтандырылуы басталған уақыттан фототок қаншалықты кешігіп пайда болатындығын анықтауға арналған зерттеулер жүргізілді. Сонда қандай да бір кешігу байқалмаған. Жүргізілген дәл өлшеулерде кешігудің 10^{-9} с-тан аспайтындығы дәлелденді.

Фотоэффект заңдары жарықтың
толқындық табиғаты жөніндегі
классикалық физика түсініктерімен
қарама-қайшы келеді. Фотоэффектегі
кешігу уақытының өте аз болуы да
толқындық түсініктермен
үйлеспейді. Фотоэффектің шектік
жиілігінің болуы да толқындық
түсініктермен сыйыспайды.

Фотоэффект үшін Эйнштейн теңдеуі. Фотоэффекті түсіндіру үшін Эйнштейн мынадай ұйғарым жасады (1905 ж): жарық толқынының энергия ағыны үздіксіз емес, ол квант немесе фотон деп аталатын энергияның дискреттік үлестерінің ағыны болып табылады.

Жиілігі ω жарыққа сәйкес келетін фотон энергиясы

$$(2) \quad \epsilon = \hbar \omega$$

болады, мұндағы $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$.

Фотон металдағы электронмен соқтығысып, оған өзінің барлық энергиясын береді. Егер осы жұтылған энергия жеткілікті үлкен болса, онда электрон өзін металда ұстап тұратын күштерді жеңеді де металдан босап шыға алады.

$$\hbar\omega = A + \frac{1}{2} m_e v_{\max}^2$$

мұндағы $\frac{1}{2} m_e v_{\max}^2$ - электронның металл көлемінде ұстап тұратын күшті жеңіп және көлем аумағынан шыққан кездегі ең үлкен кинетикалық энергиясы; A - шығу жұмысы

Жарық ағыны энергиясының тығыздығы (жарық интенсивтілігі) фотон ағыны тығыздығына, яғни ағынның 1 м^2 көлденең қимасынан 1 с ішінде өтетін фотон санына тура пропорционал. Уақыт бірлігінде жұлынып шығарылған электрон саны фотон ағыны тығыздығына тура пропорционал. Осыдан металл көлемінен уақыт бірлігінде ұшып шығатын электрон саны жарық интенсивтігіне тура пропорционал екендігі келіп шығады (фотоэффектің 1-заңы).

ФОТОН ЭНЕРГИЯСЫ
ЭЛЕКТРОННЫҢ МЕТАЛДАН ШЫҒУ
ЖҰМЫСЫНАН КЕМ БОЛҒАН
ЖАҒДАЙДА ФОТОЭФФЕКТИҢ
МҮМКІН ЕМЕСТІГІ КӨРІНЕДІ.
ФОТОЭФФЕКТЕ ҚЫЗЫЛ
ШЕКАРАСЫНЫҢ БОЛУЫ ОСЫЛАЙ
ТҮСІНДІРІЛЕДІ (ФОТОЭФФЕКТИҢ
2-ЗАНЫ)

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.

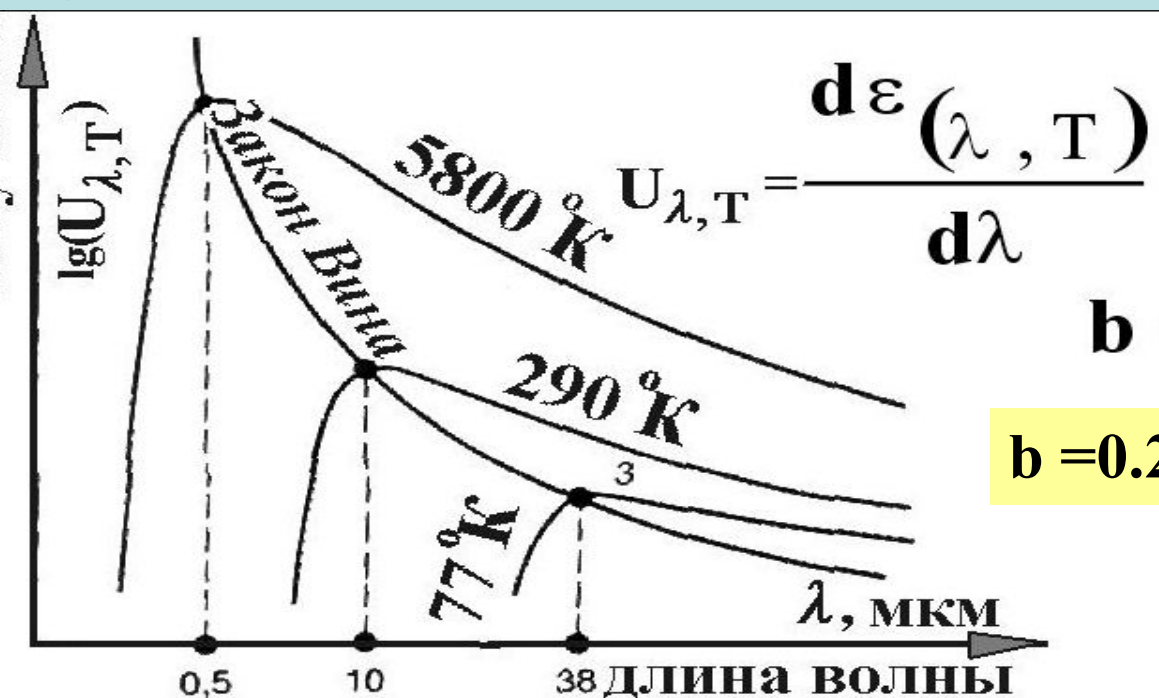
$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4$$

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.



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

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

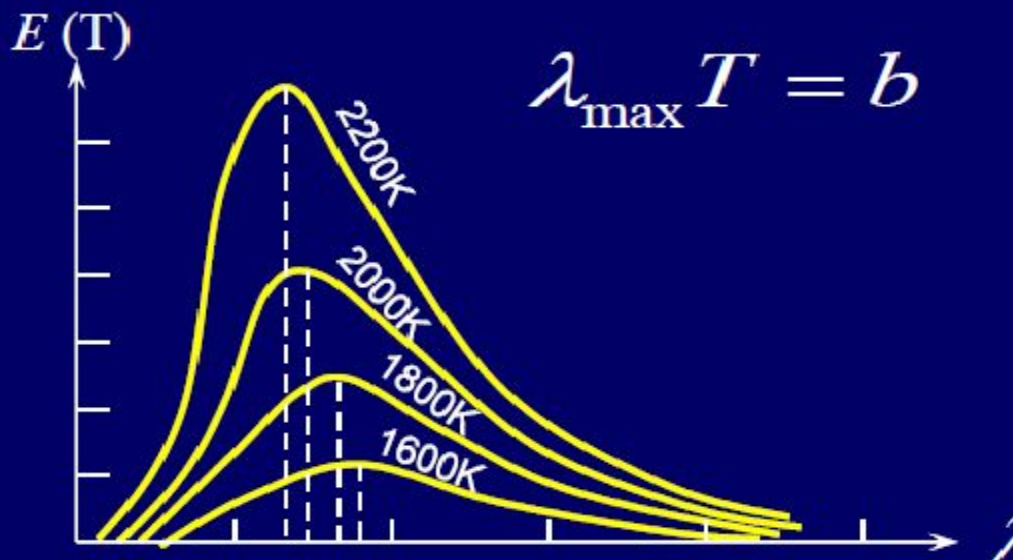
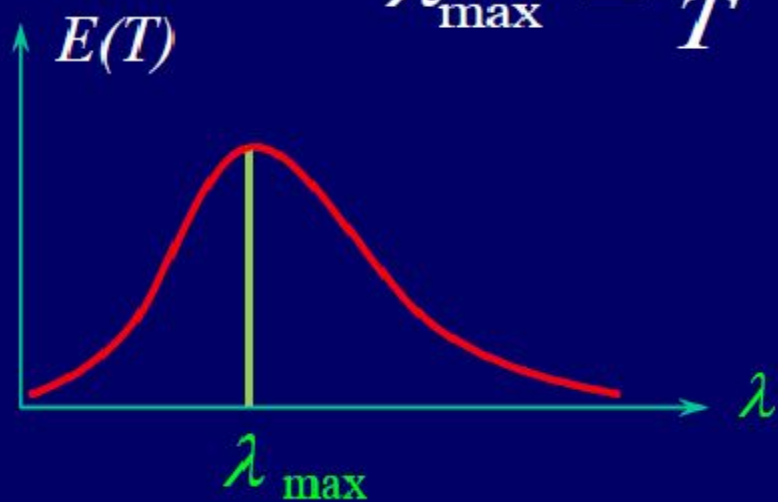
Виннің ығысу заңы

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.

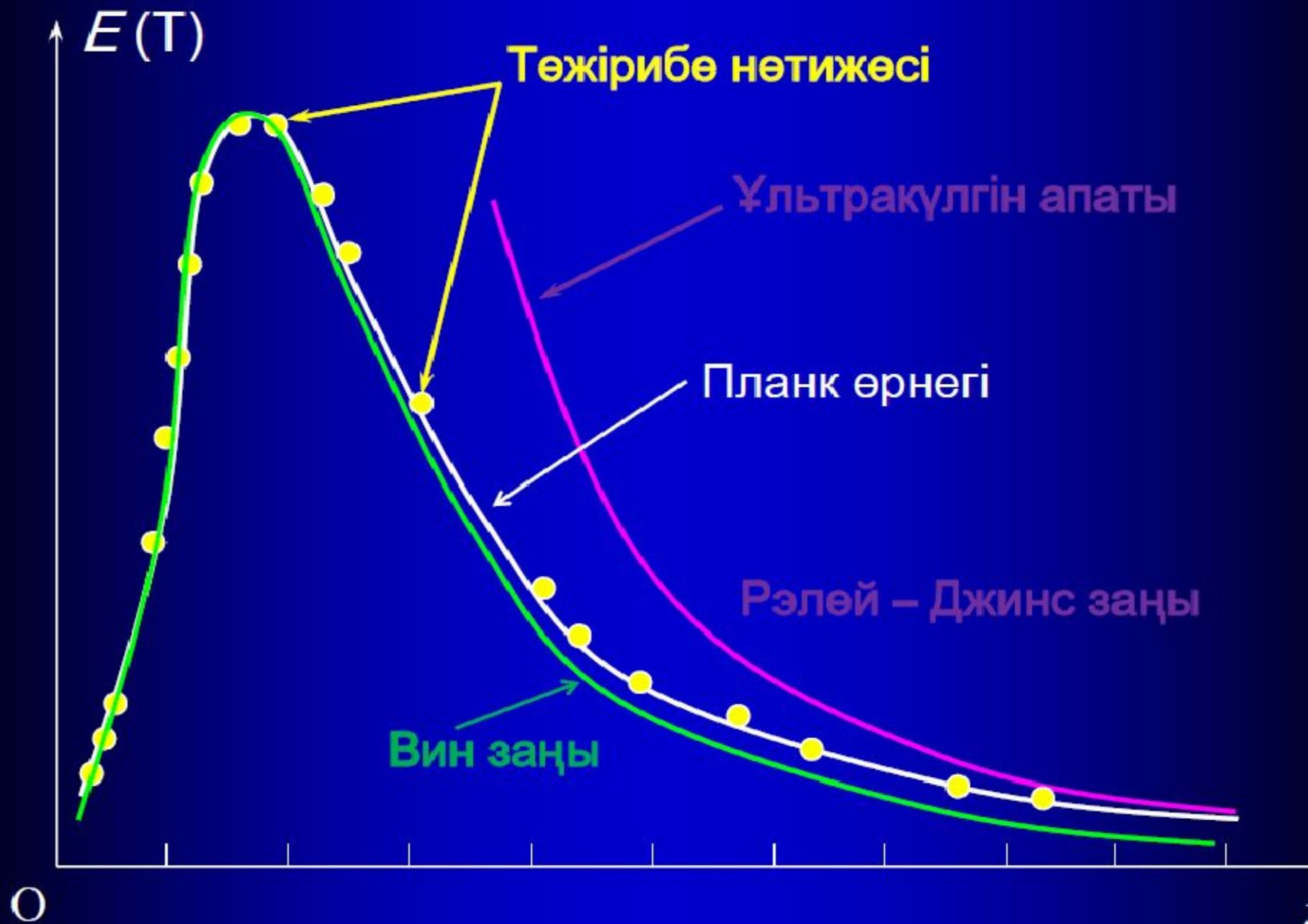
$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$$



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

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

$h = \hbar \cdot 2\pi$

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

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

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

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

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

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

Закон Вина

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


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

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

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

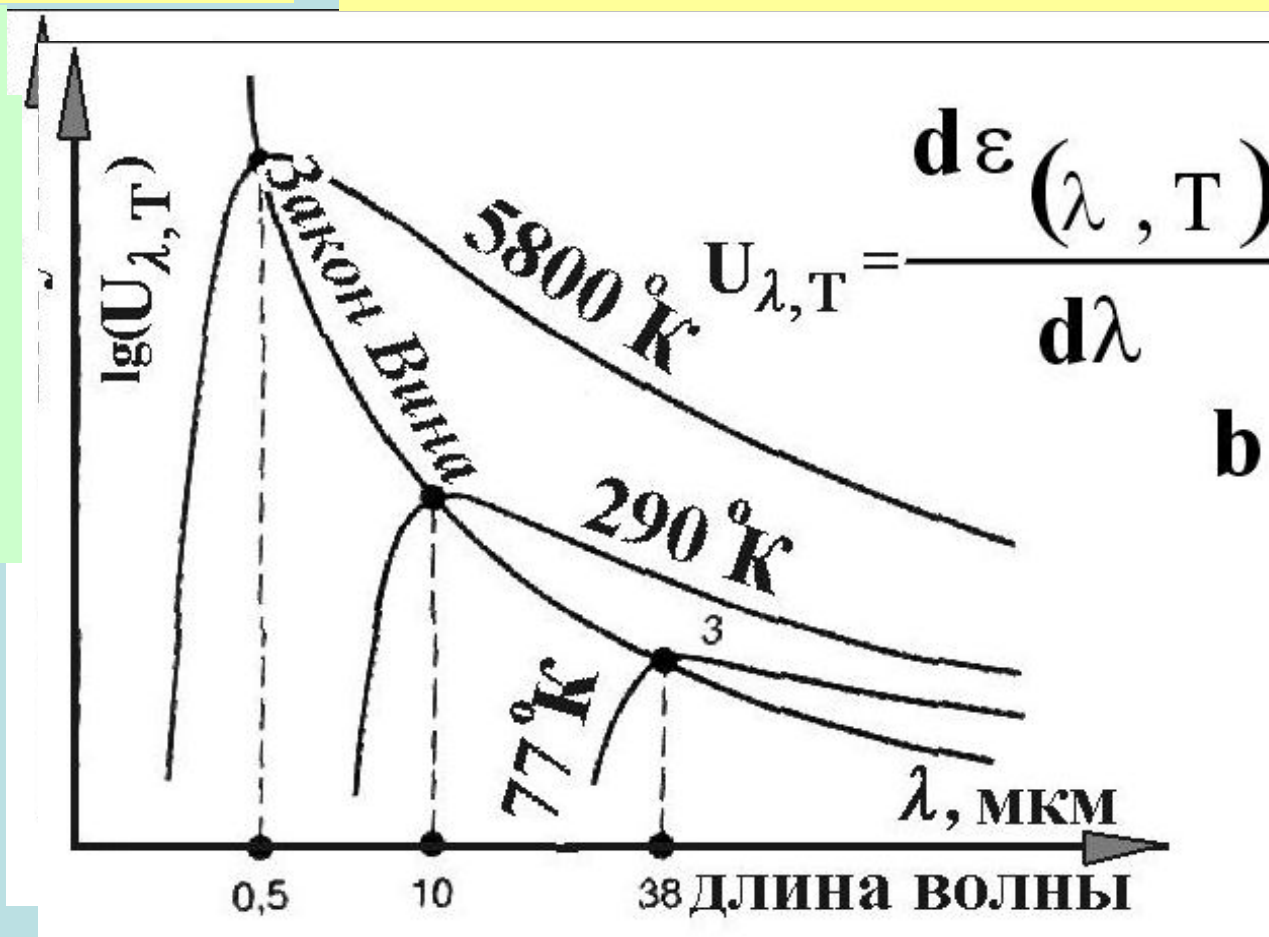
Закон Вина

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

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

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

A, a - коэффициенты пропорциональности



Формула Рэля - Джинса

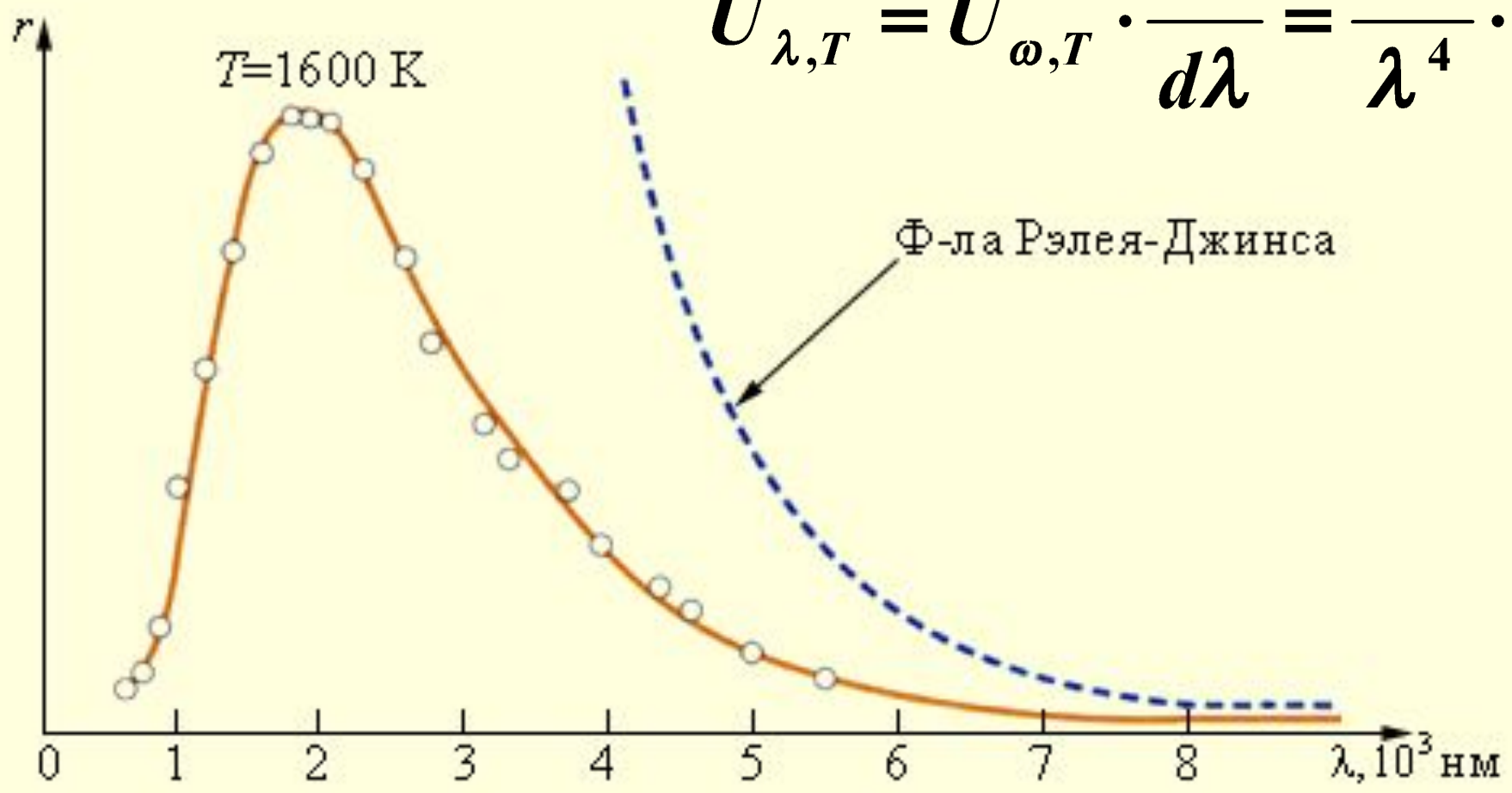
$$U_{\omega, T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot kT \quad (1) \quad \omega \cdot \lambda = 2\pi \nu \cdot \lambda = 2\pi \cdot c \quad (3)$$

Мощность на единичный спектральный интервал

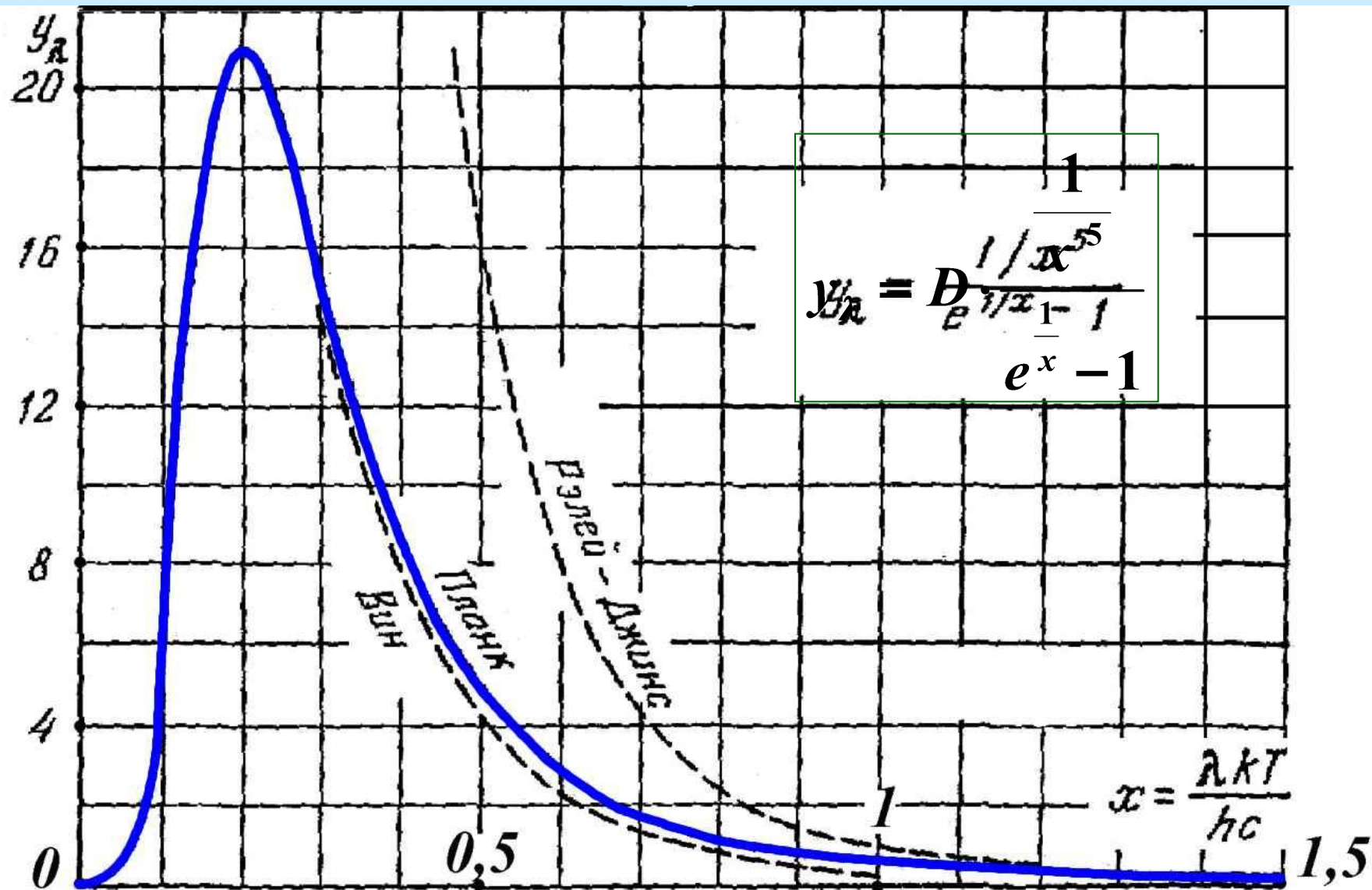
$$d\omega \cdot \lambda + d\lambda \cdot \omega = 0 \quad (4)$$

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

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



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» - $\alpha = 1 - \epsilon$



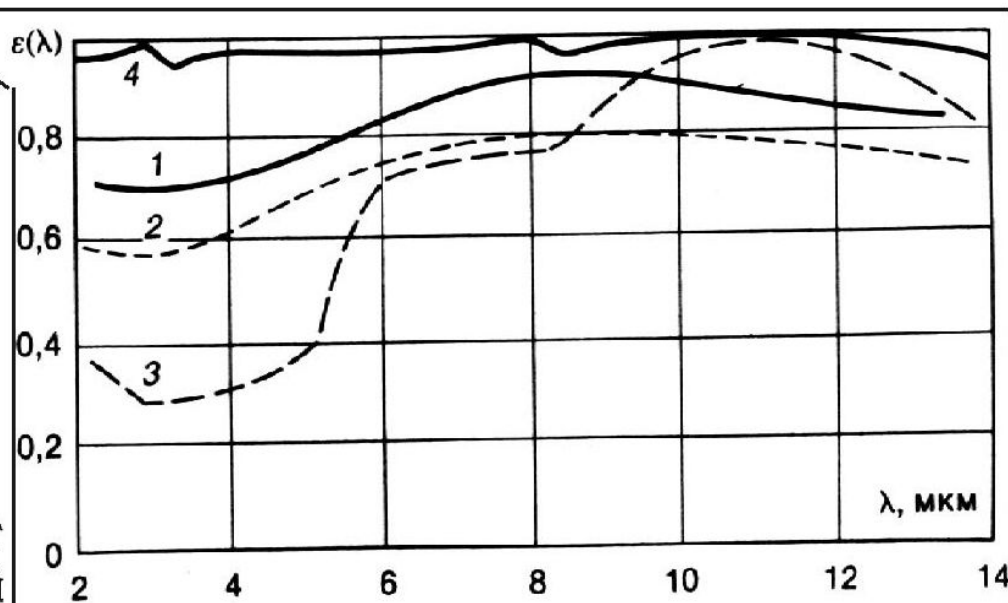
Коэффициенты излучения диэлектриков.

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

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

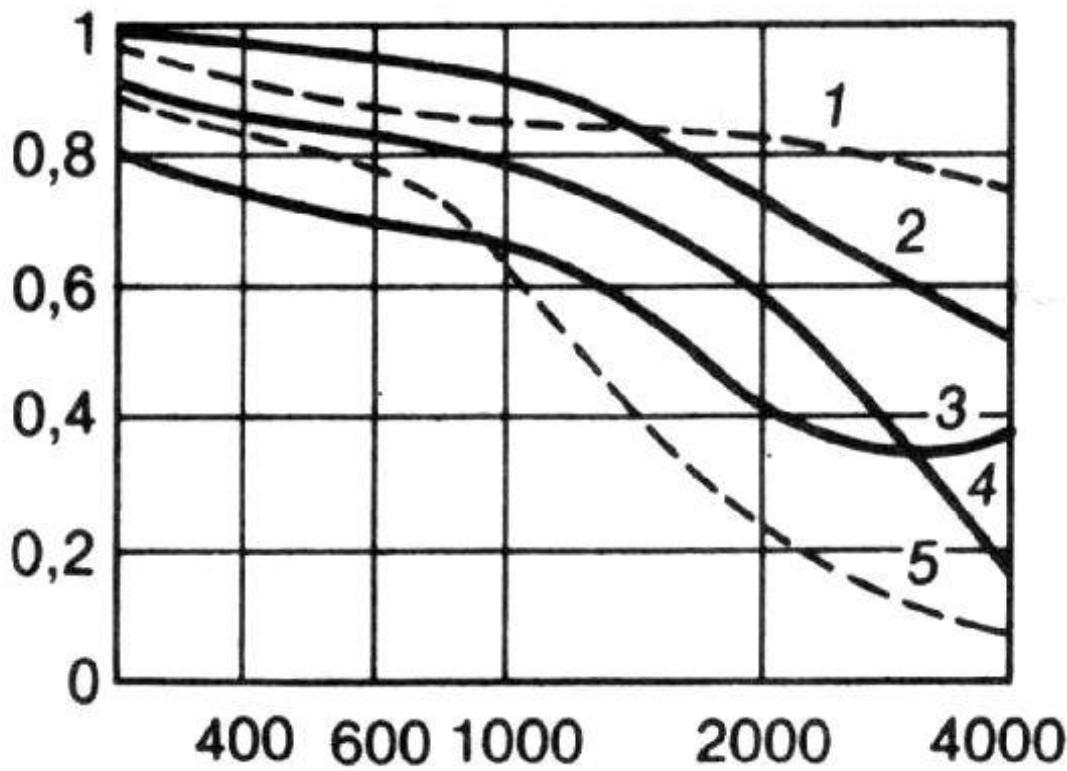
для $(\omega/c) \eta_{\lambda} * L \gg 1$

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 $\varepsilon(\lambda)$ 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.

Т, °К

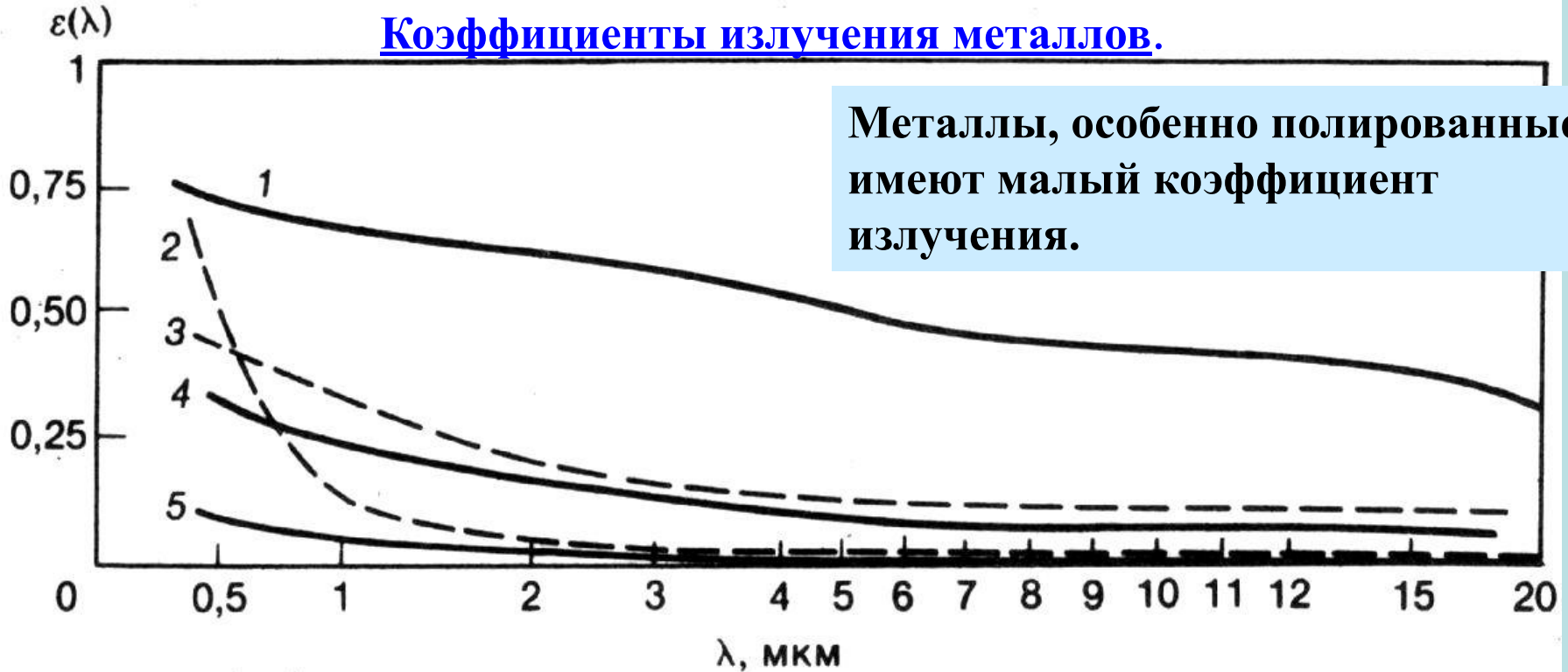
Любой материал, покрытый тонким прозрачным слоем диэлектрика, изменяет свой коэффициент «серости», из-за отражения фронтальных лучей излученных телом на границе диэлектрик- вакуум и полного внутреннего отражения косых лучей на этой же границе.

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

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



Коэффициенты излучения металлов.



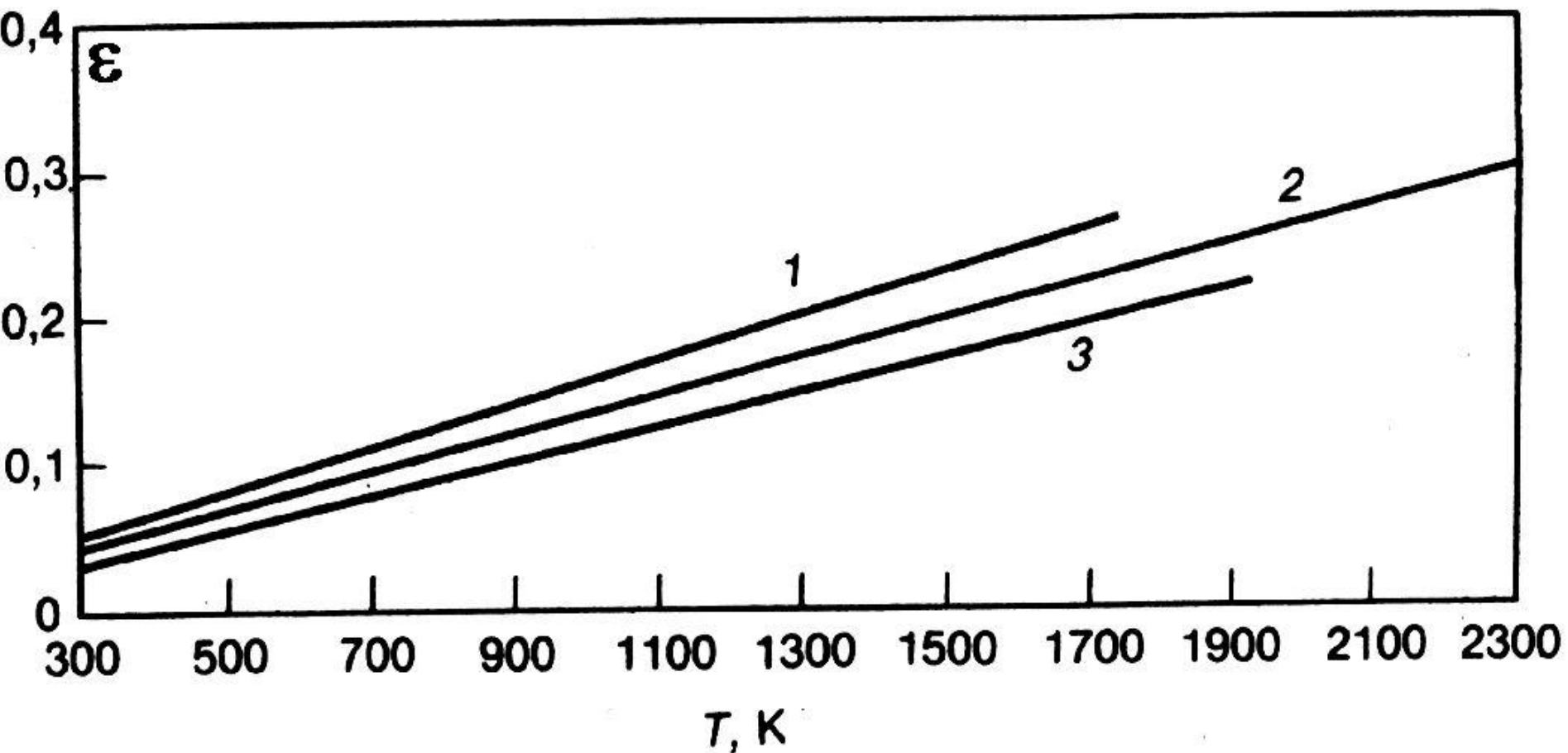
Спектральный коэффициент излучения ϵ_{λ} некоторых металлов: 1-графит, 2-медь, 3-железо, 4-алюминий, 5-серебро.

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.

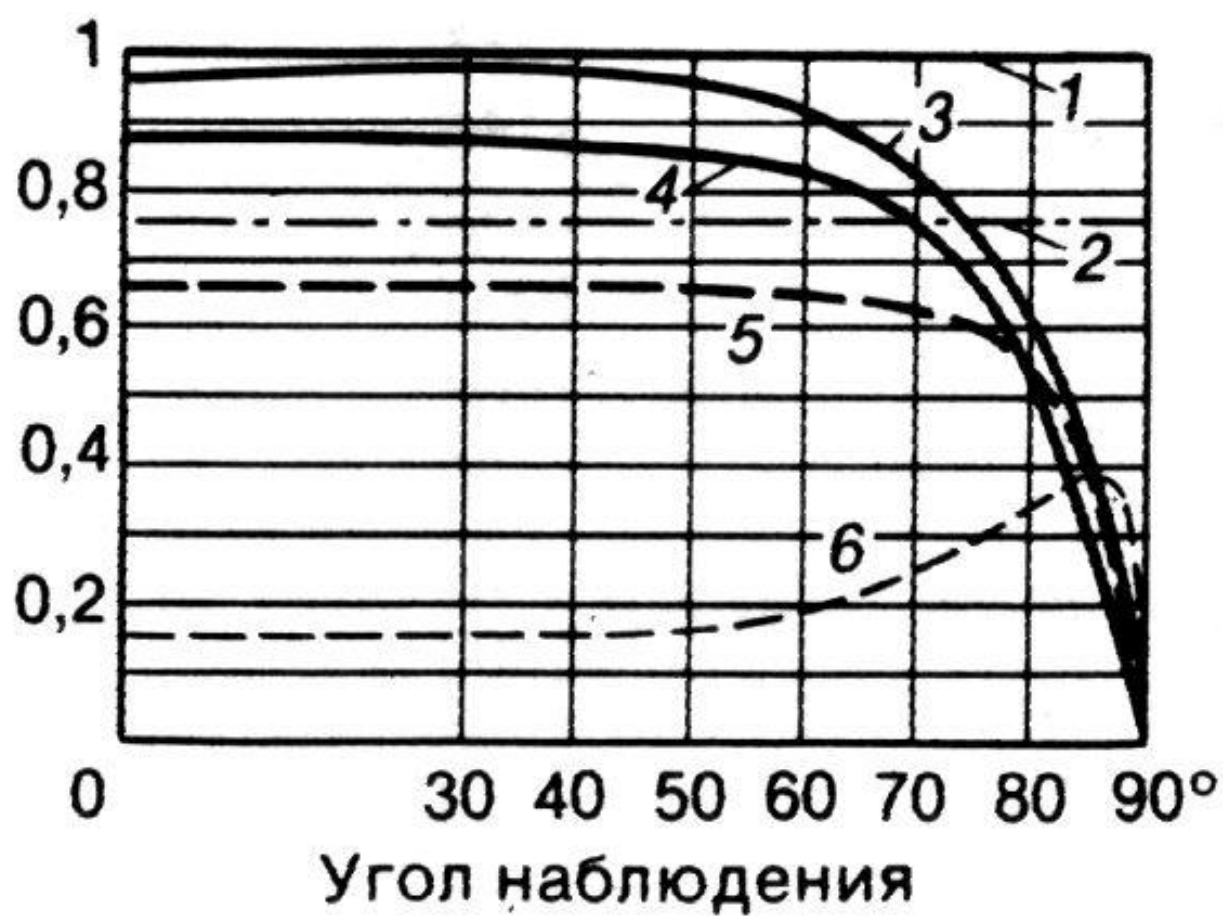




Интегральный коэффициент излучения некоторых металлов. Т, °К
1-никель, 2-вольфрам, 3-платина.



Зависимость
коэффициента
излучения от
угла
наблюдения



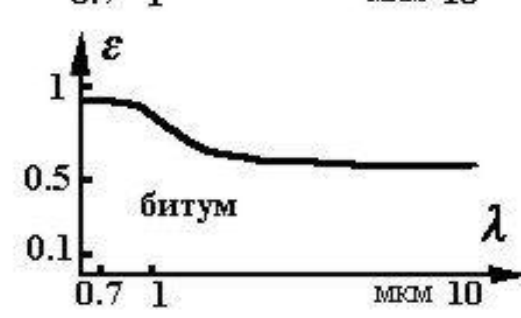
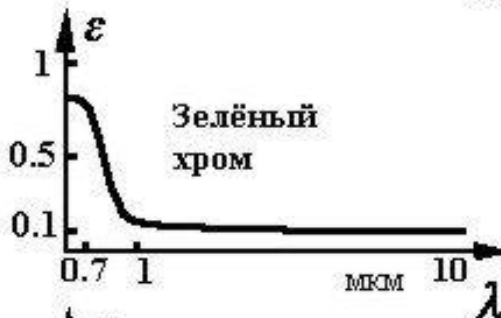
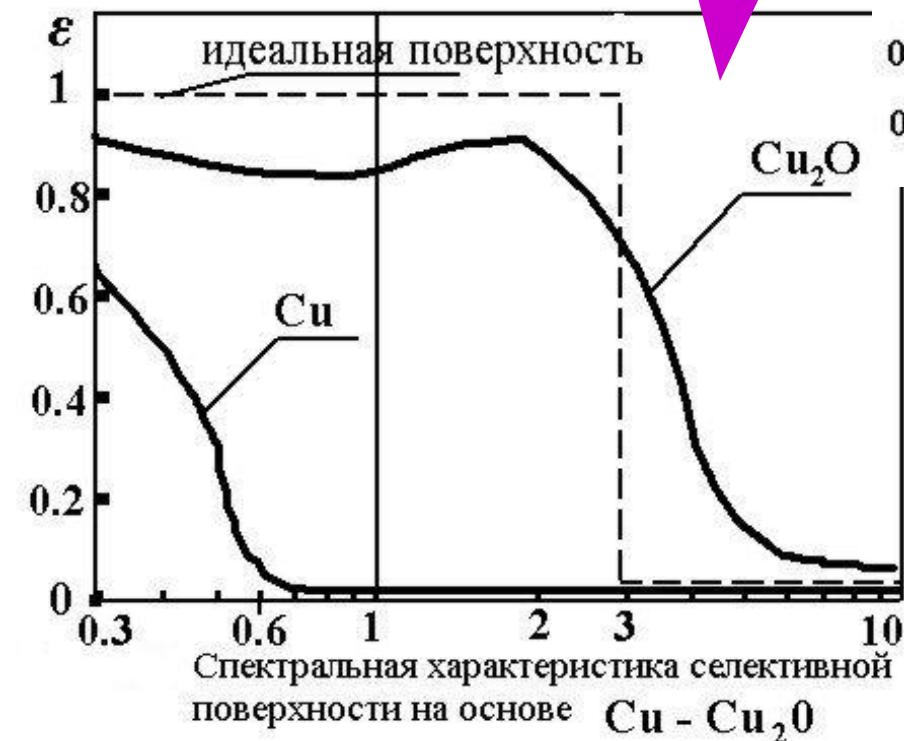
Интегральный коэффициент излучения ϵ в функции угла наблюдения.

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 $\lambda = 5-15\text{мкм}$.

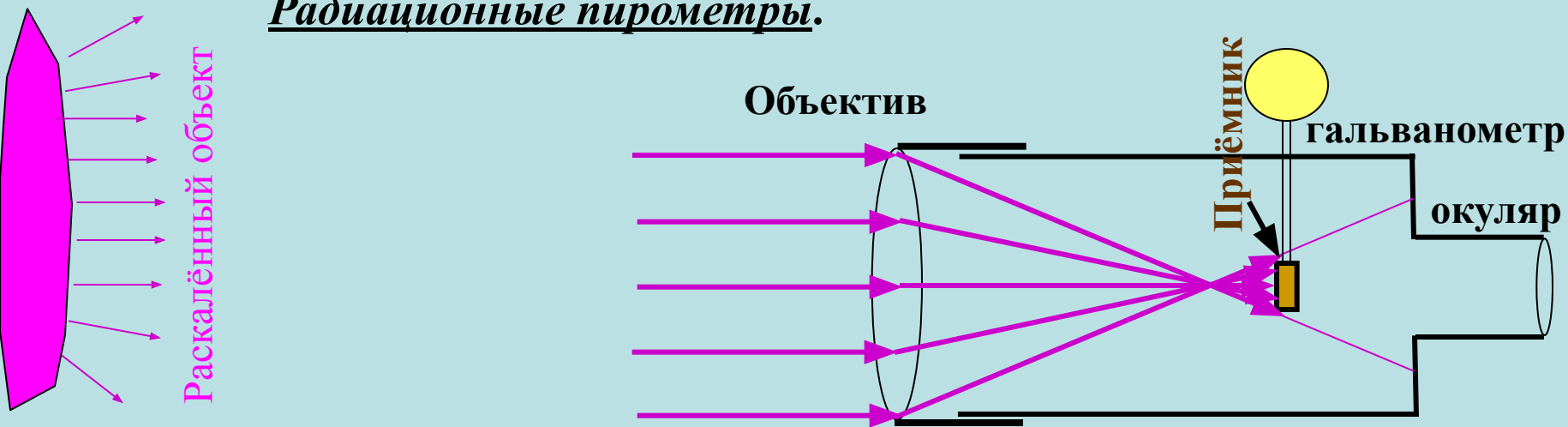


Спектральные
зависимости излучательной
способности распространён-
ных лакокрасочных по-
крытий.

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.



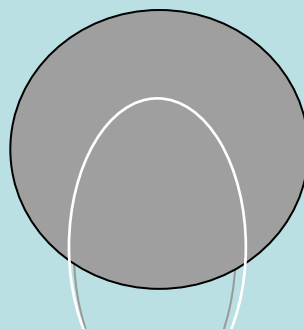
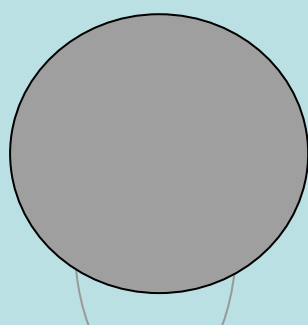
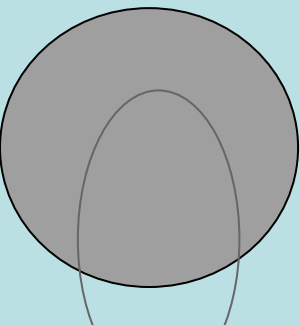
Пирометры основаны на фокусировке излучения раскаленной поверхности на теплоприемнике. Яркость сфокусированного изображения не зависит от расстояния до объекта, если оно велико по сравнению с фокусным расстоянием объектива. Важно, чтобы создаваемое объективом изображение полностью перекрывало теплоприемник.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

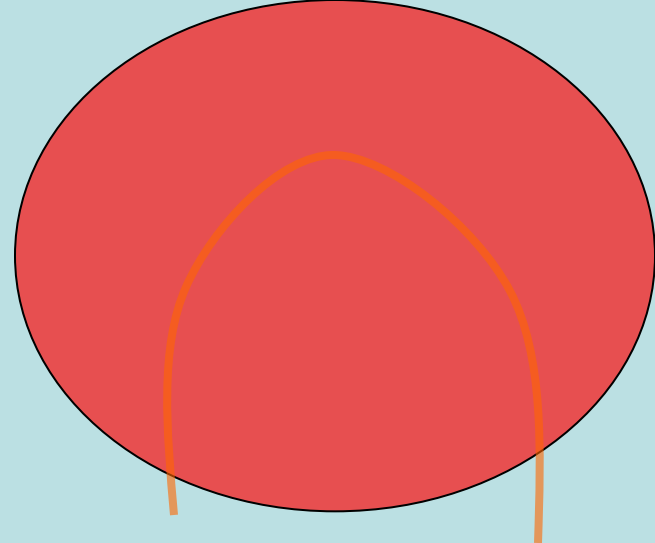
В справочниках имеются соответствующие поправочные коэффициенты, учитывающие отличие светимости поверхностей реальных материалов от светимости абсолютно черного тела. Значения этих коэффициентов в свою очередь зависят от температуры.



Яркостные пирометры.



меньше **равна** **больше**
яркость нити по отношению к фону

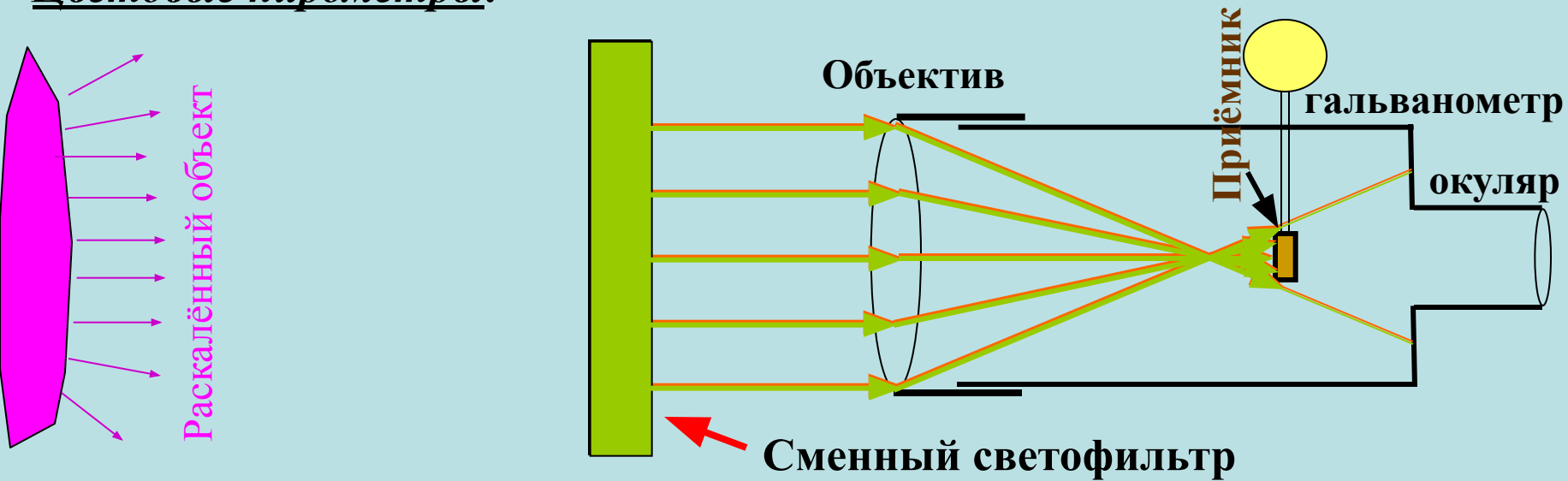


Действие пирометра основано на сравнении яркости свечения тела, температура которого измеряется, и нити лампы накаливания. Через красный светофильтр производится наблюдение ($\lambda=660$ нм). Применение пирометров обычно связано с металлургией. Производится наблюдение, например, окошка в стенки доменной 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

