Universidade de São Paulo
Instituto de Física

FÍSICA MODERNA I
AULA 03

Profa. Márcia de Almeida Rizzutto
Pelletron – sala 114
rizzutto@if.usp.br

1o. Semestre de 2014

Monitor: Gabriel M. de Souza Santos

Página do curso:
http://disciplinas.stoa.usp.br/course/view.php?id=2905

26/02/2014

Natureza

Composta

matéria

Radiação eletromagnética

Descrição atômica

?

partículas

evidências

Química

Teoria Cinética dos gases

Estudos do movimento browniano

A descrição eletromagnética da luz

- Ideias iniciais baseavam-se na propagação de ondas em meios.
- Ondas em água e ondas acústicas usavam diferentes meios, ondas eletromagnéticas necessitavam de um meio chamado éter
- Baseado nas ideias de Faraday sobre o éter - Maxwell em 1865 sintetizou os todos os fenômenos elétricos, magnéticos e ópticos e os descreveu unificadamente através das equações:

Lei de Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Lei de Faraday

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

Lei de Gauss para o campo magnético

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Lei de Ampere + corrente de deslocamento

A descrição eletromagnética da luz

- Maxwell estabeleceu que ondas eletromagnéticas tem o mesmo comportamento da luz – pode predizer a velocidade das ondas acústicas nos meios gasosos, líquidos e sólidos

- tem a velocidade da luz

$$v = \sqrt{1/\mu_0\epsilon_0} = c$$

- **Equação das ondas eletromagnéticas:**

$$\nabla^2\vec{E} - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\nabla^2\vec{B} - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = 0$$

Dúvidas: olhem o cap. 32 do Sears e Zemansky – Física III

- Hertz em 1887 realizou a observação experimental das ondas eletromagnéticas

LUZ são ondas eletromagnéticas produzidas por osciladores microscópicos da matéria

Sucesso da teoria de Maxwell e do modelo de osciladores: usados para explicar

Radiação Térmica

Quando a matéria é aquecida emite radiação e é possível sentir esta radiação de calor.

~ 550ºC o objeto se torna vermelho escuro,

~700ºC se torna vermelho brilhante, se a temperatura continua a aumentar a coloração passa para laranja, amarelo e finalmente branco. Experimentalmente pode-se observar o espectro eletromagnético de emissão quando a matéria é aquecida

Este foi o grande interesse dos físicos do século 19

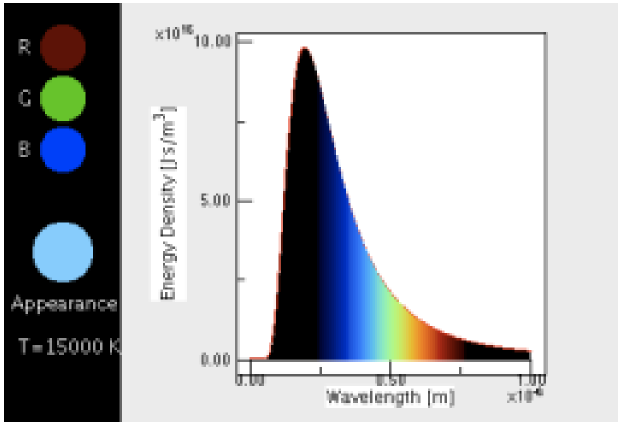
Mediram a intensidade da radiação emitida em função: do material, da temperatura e do comprimento de onda

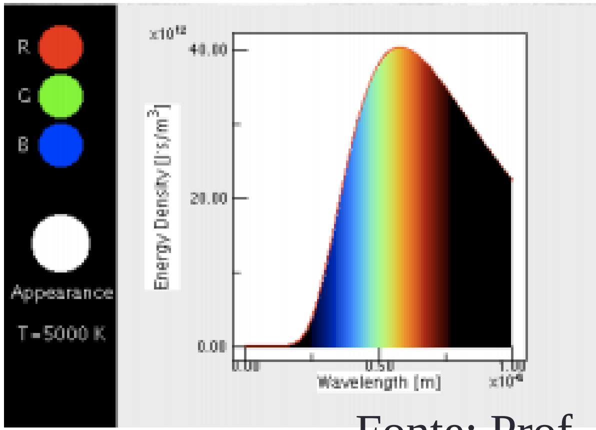
Materiais que emitem na região do visível: carvão, filamento de uma lâmpada, sol

Espectro de frequência de radiação

- Todos os corpos simultaneamente emitem e absorvem radiação.
- A radiação emitida por um objeto com T>0K apresenta uma distribuição de frequências.
- Todos os corpos emitem um espectro de radiação contínuo .

A "quantidade" de radiação emitida com cada valor de frequência é medida em energia por unidade de tempo (potência) por unidade de área, chamada de radiância espectral $R_T(\nu)$





Fonte: Prof. Marcelo Munhoz
Curso de Moderna I

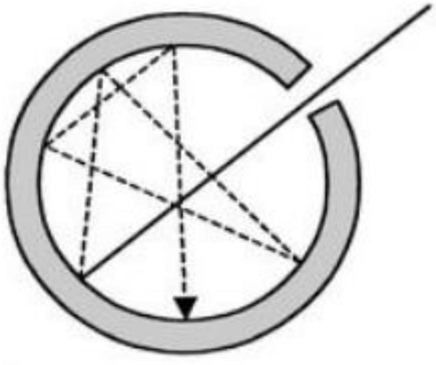
Radiação de corpo negro

- Para um corpo estar em equilíbrio térmico com o ambiente é preciso que o corpo absorva energia térmica na mesma taxa que a emite

Um bom emissor térmico será também um bom absorvedor

Caso + simples

Corpo Negro



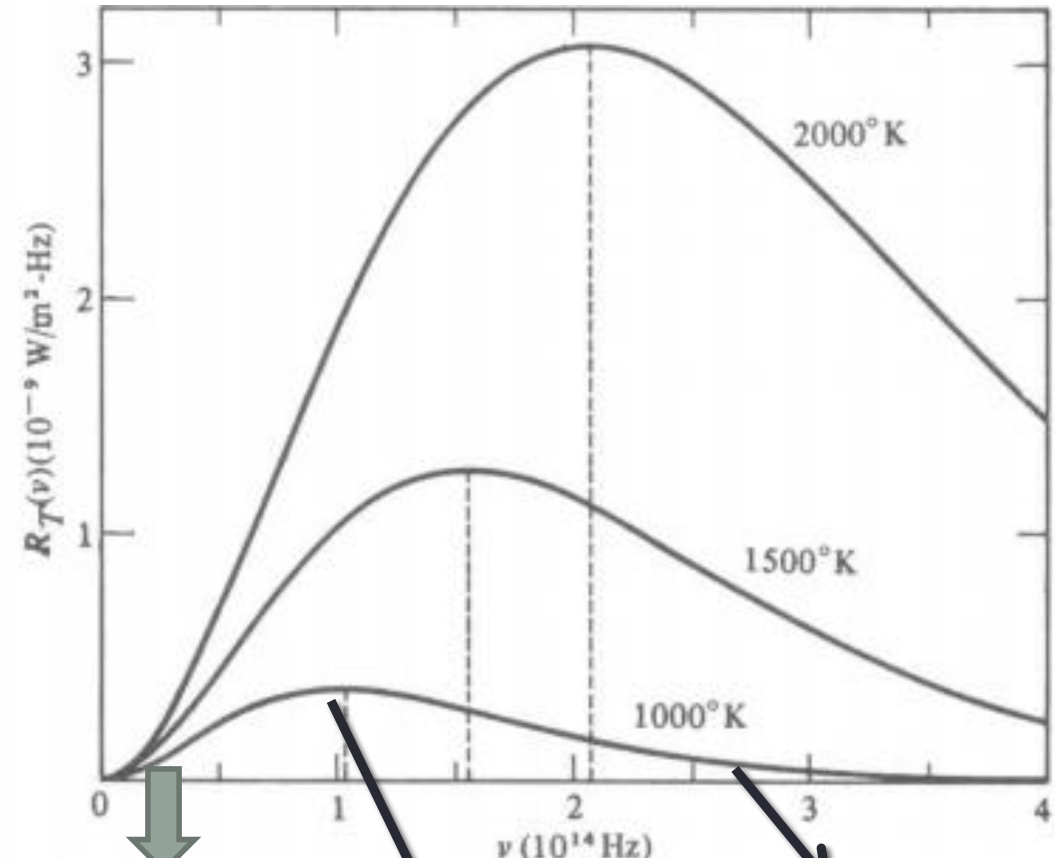
Corpo ideal que absorve toda a radiação e não reflete nada, a radiação vinda do exterior entre na cavidade e é refletida várias vezes na parede até ser absorvida totalmente.

Verifica-se que todos os corpos negros à mesma temperatura emitem radiação térmica com o mesmo espectro

Radiação de corpo negro

- A Radiância espectral: $R_T(\nu)$ de um corpo em função da frequência da radiação.

A frequência em que a radiância é máxima varia linearmente com a temperatura. Potência total emitida por metro quadrado (área sob a curva) aumenta rapidamente com a temperatura



Potência irradiada é nula

Potência irradiada cai

Potência irradiada é máxima em $\nu = 1{,}1\times10^{14}$Hz

Radiação de corpo negro

- A Radiância espectral $R_T(\nu)$: função de distribuição da potência irradiada por unidade de área, em um intervalo de frequência, em função de ν e T.

$$R_T = \int_0^\infty R_T(\nu)\,d\nu$$

Energia total emitida por unidade de tempo, por unidade de área por

O crescimento rápido de R_T com a temperatura é chamada de Lei de Stefan anunciada em 1879

$$R_T = \sigma T^4$$

σ= 5,67x10^{-8} W/m^{2}K^4 (constante de Stefan-Boltzman) medida experimen.

O espectro se desloca para valores maiores de frequências à medida que T aumenta

Resultado-Lei de deslocamento de Wien (1893)

$$\nu_{\max} \approx T$$

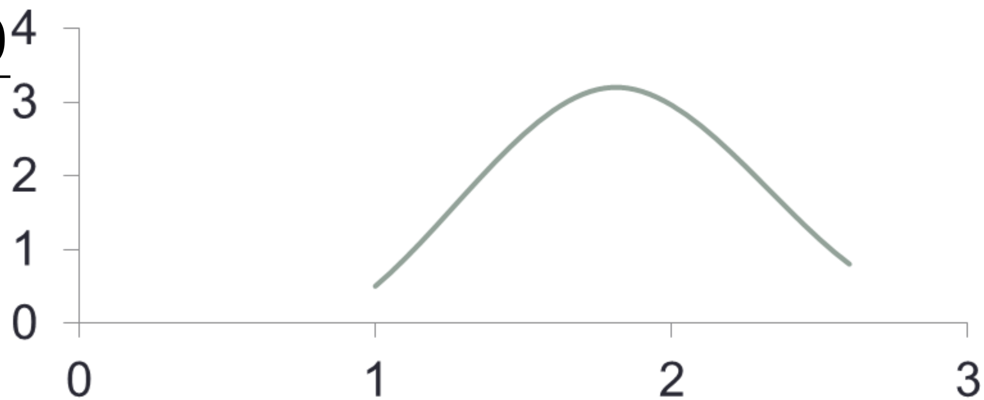
Radiação de corpo negro

Como ⟹ $T\lambda_{max} = c^*$

c* é a constante de Wien= 2.898×10^{-3}mK

Quando a temperatura aumenta ⟹ λ_{max} diminui

Se fizermos um gráfico das várias curvas $R_T(\lambda)$ para diferentes T, não como função de T mas como função de λT. Teremos que os valores de $R_T(\lambda)$ máximo para todas as curvas estarão alinhadas na mesma posição e todas as curvas se sobrepõem perfeitamente



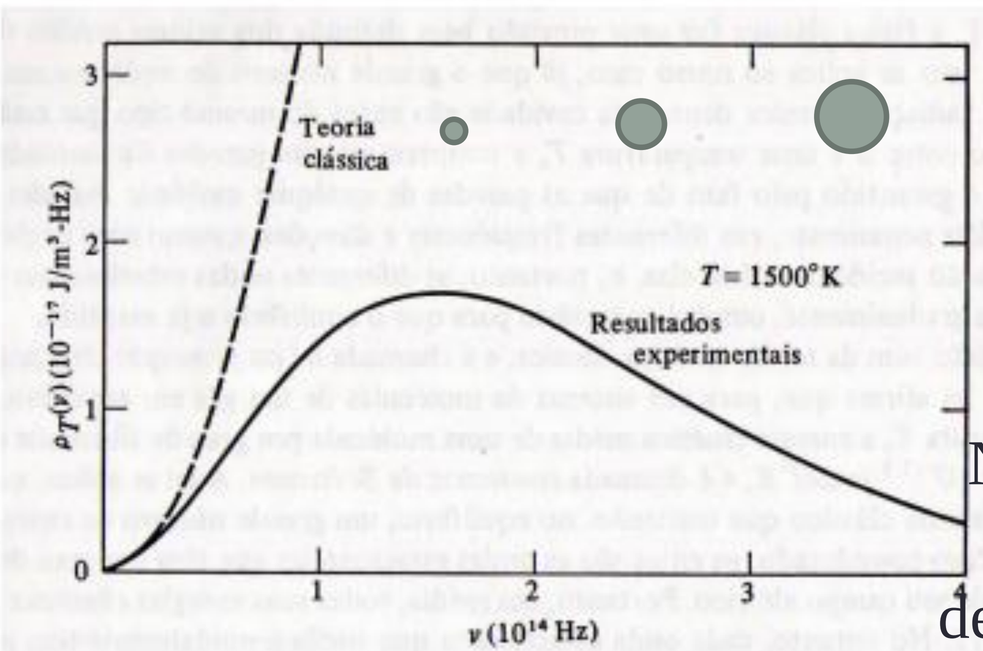
Isto mostra que $R_T(\lambda)/T^5$ é uma função de $f(\lambda T)$, isto é:

$$R_T(\lambda) = cT^5 f(\lambda T) = \frac{c(\lambda T)^5}{\lambda^5} f(\lambda T)$$

$$R_T(\lambda) = \frac{cf(\lambda T)}{\lambda^5}$$

Dúvidas sobre o espectro de $R_T(\lambda)$:

Classicamente conseguimos explicar pequenos valores de ν



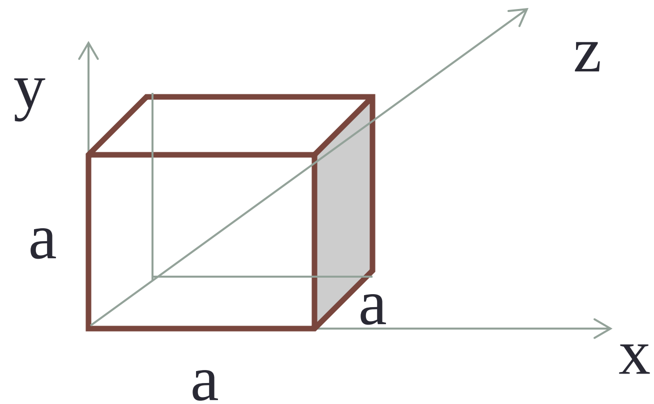
No início do século Ralyleigh-Jeans fizeram cálculo da densidade de energia da radiação da cavidade (ou do corpo negro) mas mostrou uma série de divergência entre a física clássica e os resultados experimentais

Calculo da densidade de energia usando ondas estacionárias

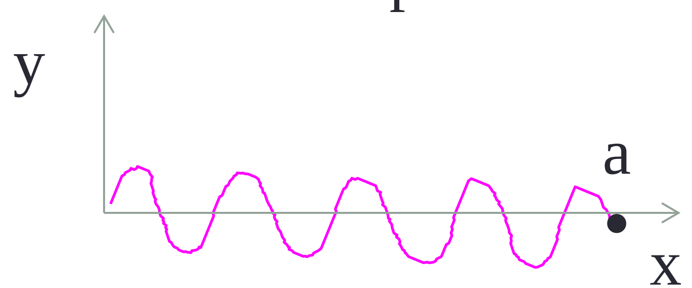
$$\rho_T(\nu) \propto R_T(\nu)$$

Suposições:

1) Cavidade com paredes metálicas contendo radiação eletromagnética (cubo com aresta a)



2) Radiação é refletida sucessivamente nas paredes e decomposta em três componentes



3) Como as paredes opostas são perpendiculares, as três componentes da radiação não se misturam e podemos tratá-las separadamente

4) Onda estacionária dentro da cavidade:

$$E(x,t) = E_o sen\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) sen(2\pi\nu t)$$

Como um oscilador harmônico

Nas paredes temos os nós com amplitude zero

$$sen\left(\frac{2\pi 0}{\lambda}\right) = 0$$

$$\left(\frac{2\pi a}{\lambda_x}\right) = n\pi$$

$$sen\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right) = 0$$

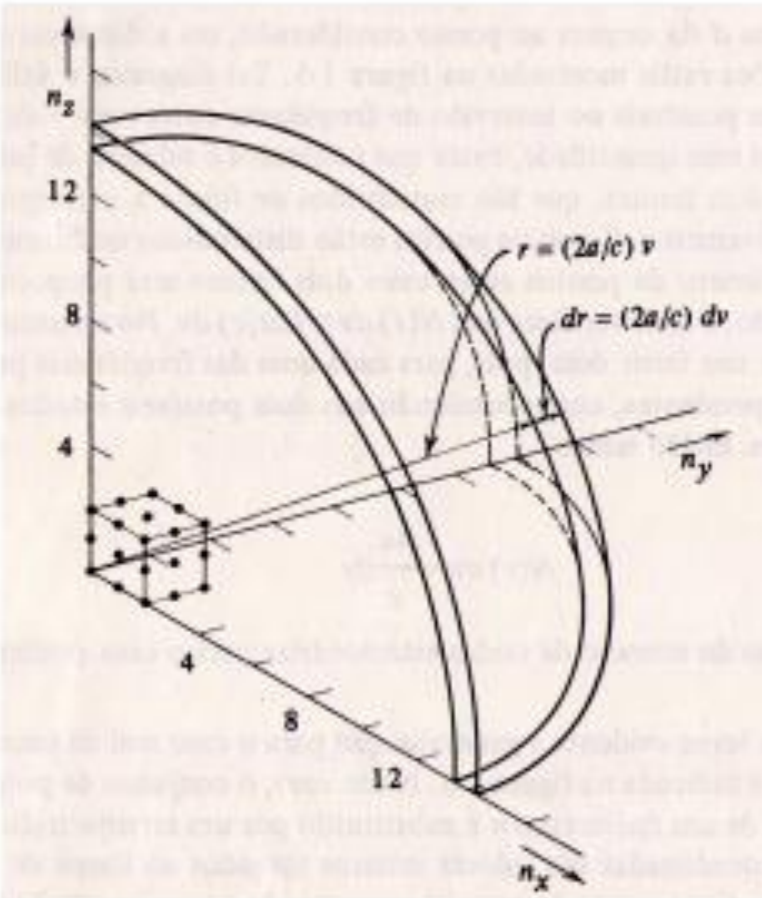
$$\lambda_x = \frac{2a}{n_x} ou \, \nu_x = \frac{n_x c}{2a}$$

$$n_x = \frac{2a}{c}\nu_x$$

5) O que queremos é o número de frequências possíveis entre ν e ν+dν

$$N(\nu)d\nu$$

6) O número de onda dentro da cavidade



Caso tridimensional

$$r = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = \frac{2a}{c}\nu$$

$$dr = \frac{2a}{c}d\nu$$

$$N(r)dr = \frac{1}{8}4\pi r^2 dr$$

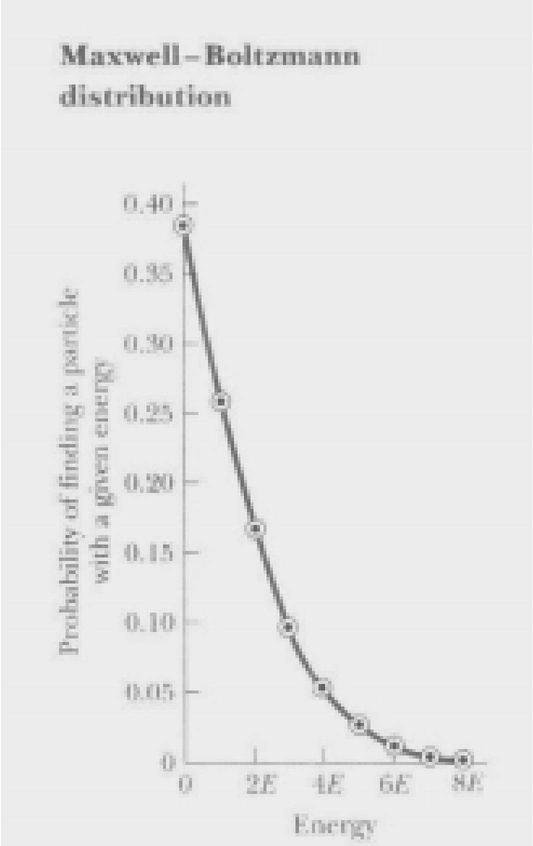
2 ondas possíveis para cada frequência

$$N(\nu)d\nu = (2)\frac{\pi}{2}\left(\frac{2a}{c}\right)^3 \nu^2 d\nu$$

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \cdot V \cdot \nu^2 d\nu$$

Queremos agora calcular o valor da energia média emitida no espectro correspondente a este intervalo de frequência

Para calcularmos o valor médio da energia precisamos saber a distribuição de energia ⇨ vamos usar uma abordagem estatística MAXWELL-BOLTZMANN



$$n(\varepsilon) = Ae^{-\varepsilon / E_o}$$

O valor médio

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} A\varepsilon e^{-\varepsilon / E_o} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} A e^{-\varepsilon / E_o} d\varepsilon} \qquad \frac{1}{E_o} = \alpha$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\varepsilon\alpha} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\varepsilon\alpha} d\varepsilon}$$

Lembrando que :

$$-\frac{d}{d\alpha}\ln\int e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon = \frac{-\int \frac{d}{d\alpha}e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon}{\int e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon} = \frac{\int \varepsilon e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon}{\int e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon}$$

como

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^\infty A\varepsilon e^{-\varepsilon/E_o}d\varepsilon}{\int_0^\infty A e^{-\varepsilon/E_o}d\varepsilon}$$

Então posso escrever:

$$-\frac{d}{d\alpha}\ln\int e^{-\alpha\varepsilon}d\varepsilon = \bar{\varepsilon}$$

$$-\frac{d}{d\alpha}\ln\left[\frac{-1}{\alpha}e^{-\alpha\varepsilon}\Big|_0^{00}\right] = -\frac{d}{d\alpha}\ln\left[\frac{1}{\alpha}\right] =$$

$$-\alpha\frac{d}{d\alpha}\left(\frac{1}{\alpha}\right) = -\alpha\left(\frac{-1}{\alpha^2}\right)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\alpha} = E_0$$

O teorema de equipartição de energia diz que cada grau de liberdade tem 1/2KT para o oscilador harmônico

Então para a energia cinética + potencial temos $\bar{\varepsilon} = kT$

como
$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{N(\nu)d\nu\bar{\varepsilon}}{vol}$$

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{8\pi a^3}{c^3}\nu^2 d\nu \frac{kT}{a^3}$$

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{8\pi}{c^3}\nu^2 kT d\nu$$

Então posso escrever:

$$\lambda\nu = c \qquad \nu = \frac{c}{\lambda}$$

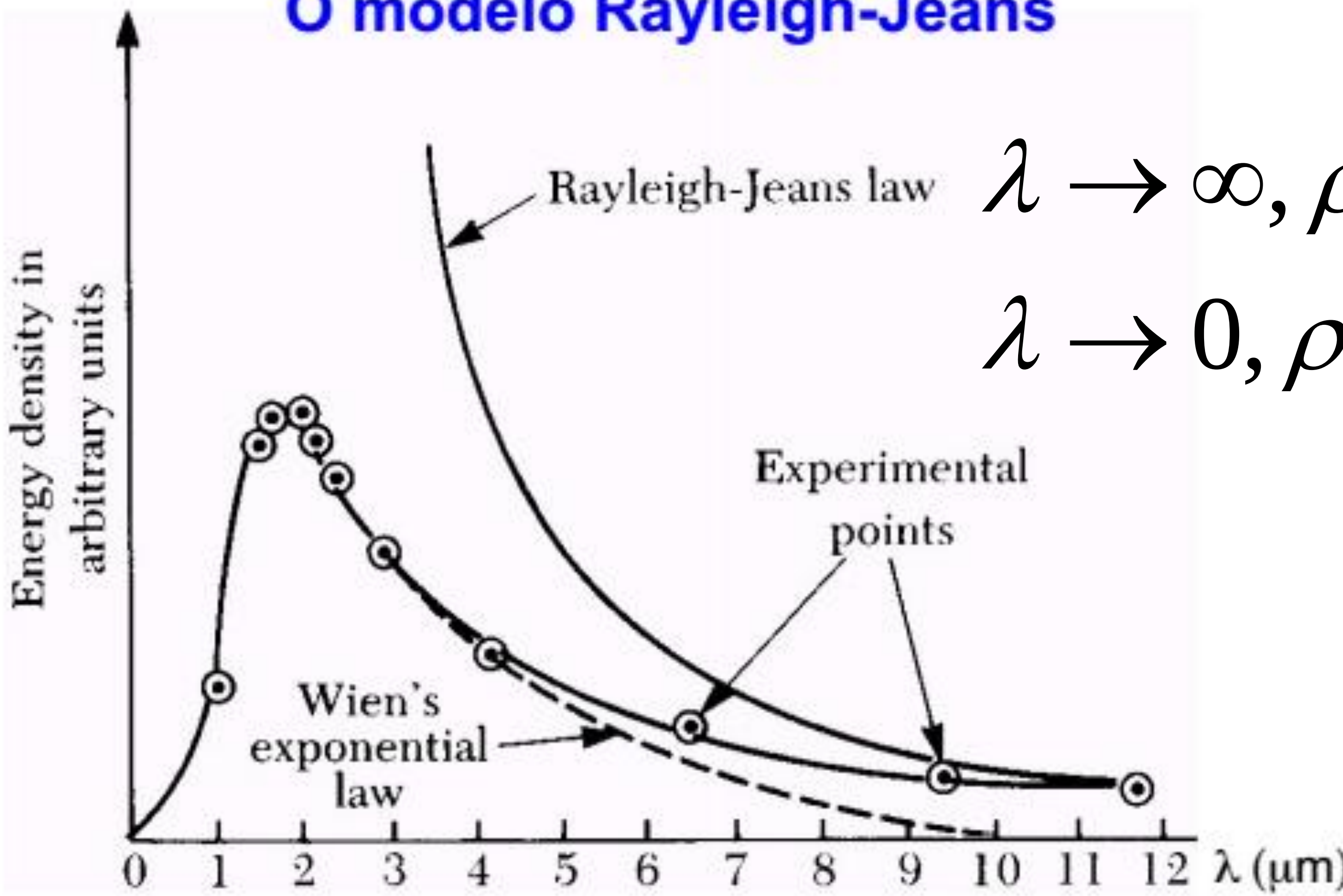
$$d\nu = -\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$$

$$\rho_T(\lambda)d\lambda = -\frac{8\pi kT}{c^3}\frac{c^2}{\lambda^2}\left[-\frac{c}{\lambda^2}\right]d\lambda$$

$$\frac{d\rho(\lambda)}{d\lambda} = -\frac{d\rho(\nu)}{d\nu}$$

$$\rho_T(\lambda)d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4}kT.d\lambda$$

O modelo Rayleigh-Jeans



$$\lambda \to \infty, \rho(\lambda) \to 0$$

$$\lambda \to 0, \rho(\lambda) \to \infty$$

catástrofe do ultravioleta