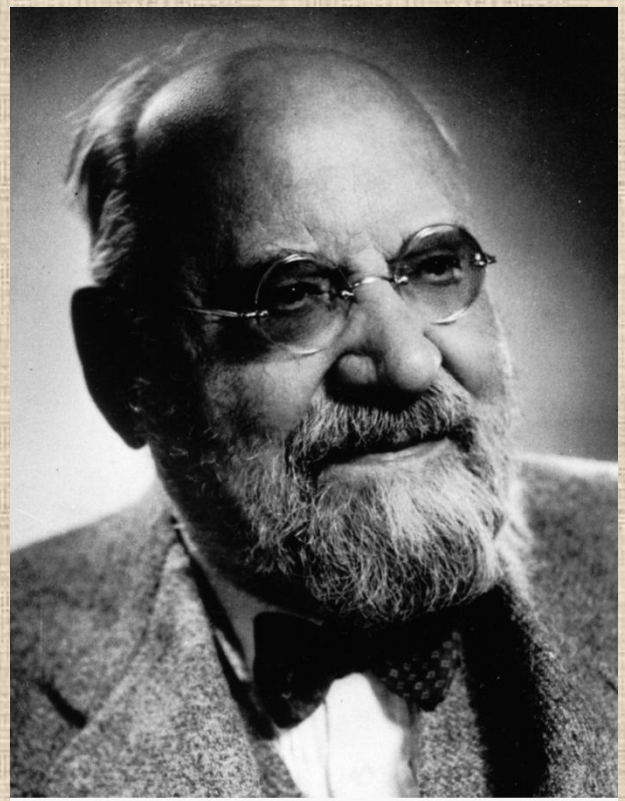


Gustav Mie (29.09.1868 - 13.02.1957)
Professor in Halle 1917-1924

Теоря Gustav Mie

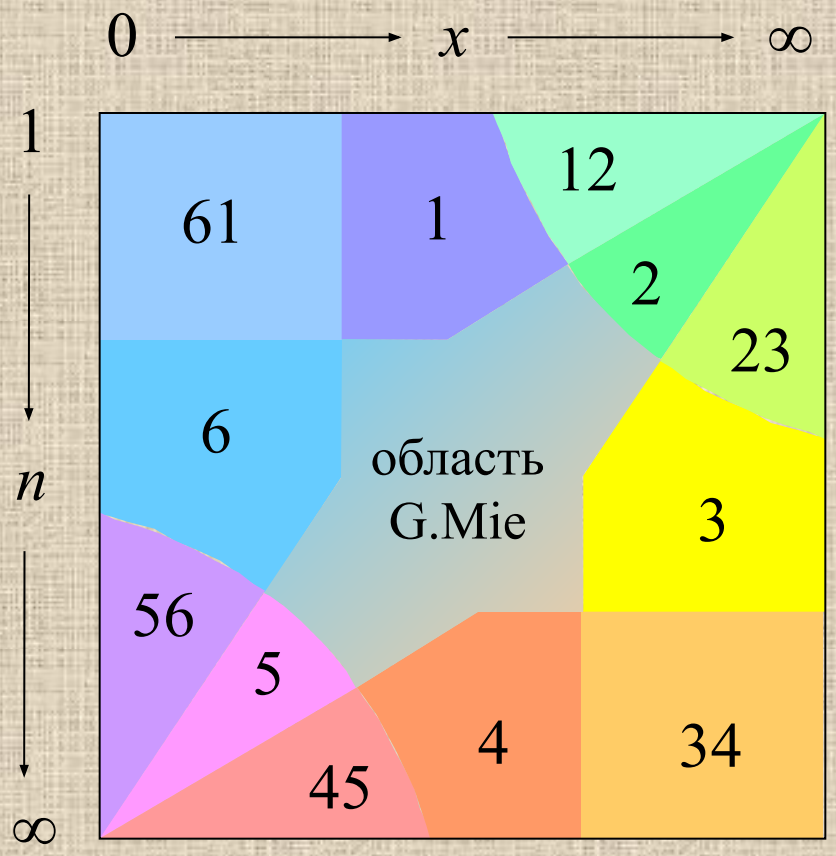
Будак Владимир Павлович,

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

кафедра светотехники

□: +7 (495) 763-5239 BudakVP@mpei.ru

Диэлектрические шары без поглощения



$$S_1(\theta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m+1}{m(m+1)} \{a_m \pi_m(\theta) + b_m \tau_m(\theta)\}$$

- области, отмеченные одной цифрой, определяются одним, ярко выраженным эффектом
- области, отмеченные двумя цифрами, занимают промежуточное положение, где имеют место эффекты обоих областей

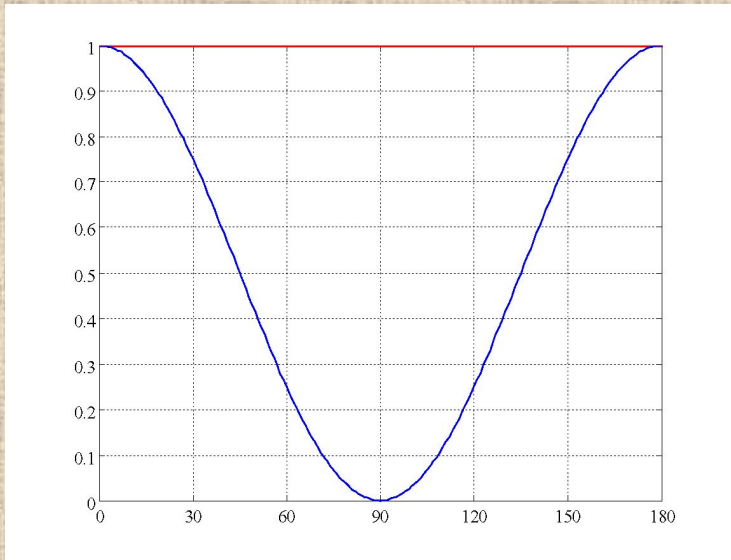
Только последние годы расчеты по теории Mie стали делом заурядным

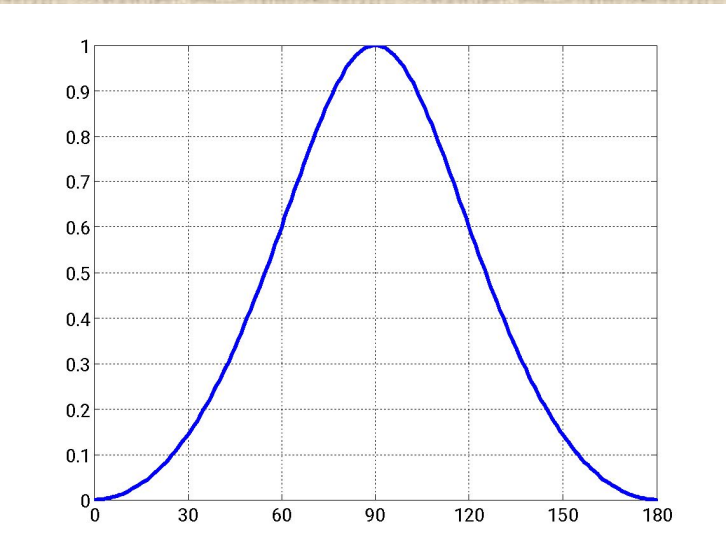
6 – Rayleigh рассеяние

$x << 1$, $nx << 1$ – частица не вносит существенных искажений в поле

соответствует первому члену a_1 в формулах теории Mie – диполь

$$i_1(\theta) = \left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 x^4, \quad i_2(\theta) = \left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 x^4 \cos^2\theta, \quad \sigma(\theta) = \frac{1}{2}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 x^4 \left(1+\cos^2\theta\right)$$





$\sigma=\varepsilon\sim 1/\lambda^4$ – сильная зависимость от длины волны, max поляризации под 90°, доли рассеяния вперед и назад равны

56 – Рост размеров частиц

С ростом размеров частиц необходимо учитывать все большее число членов ряда. что приводит:

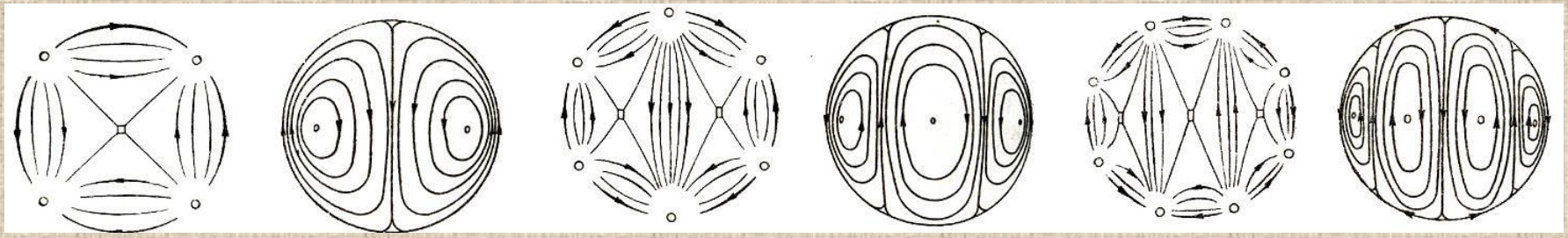
1. вперед/назад > 1 – рост доли рассеянного вперед – эффект Mie
2. максимум поляризации смещается в область углов $\theta > 90^o$ и уменьшается (<1)
3. остаточный голубой свет при 90° - i_1 и i_2 неодинаково зависят от длины волны

Релеевское рассеяние не чувствительно ни к форме, ни к размерам частиц

5 – оптический резонанс

- с дальнейшим ростом оптических размеров частицы наиболее существенными становятся члены с большими номерами
- периодически возникают стоячие волны в частице, для которых наблюдается оптический резонанс – стоячие волны, удерживаемые на шаре

$$a_m = \frac{\psi'_m(y)\psi_m(x) - n\psi_m(y)\psi'_m(x)}{\psi'_m(y)\zeta_m(x) - n\psi_m(y)\zeta'_m(x)}, \quad b_m = \frac{n\psi'_m(y)\psi_m(x) - \psi_m(y)\psi'_m(x)}{n\psi'_m(y)\zeta_m(x) - \psi_m(y)\zeta'_m(x)}$$



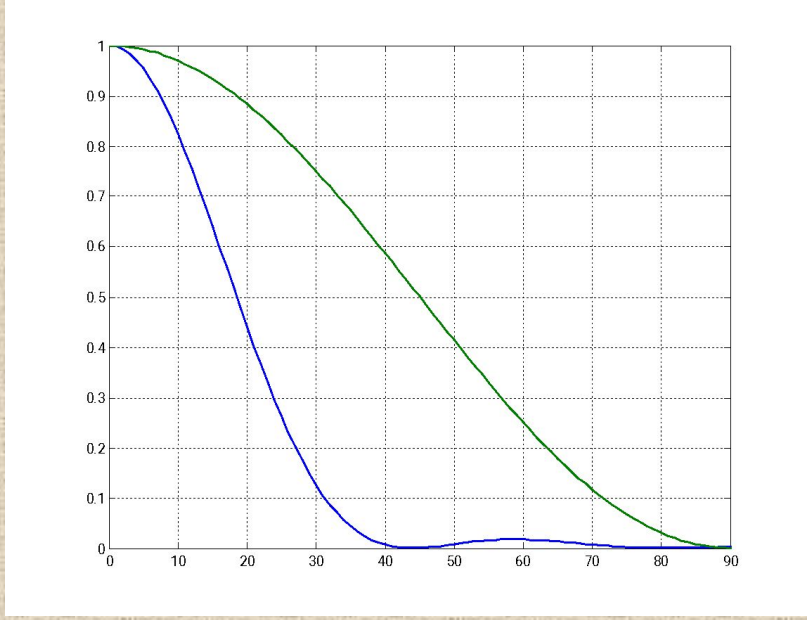
На кривой ослабления пики, индикатриса рассеяния и кривая поляризации приобретает крайне сложный, капризный вид

4 – Полностью отражающие шары

с дальнейшем ростом размеров частиц появляются отчетливо выраженные отраженная и дифрагировавшая составляющие:

$x < 0.4$ – только теория Mie, $x > 3$ – две компоненты

$$L_{\text{дифракции}} = \left(\frac{J_1(x\theta)}{x\theta} \right)^2$$



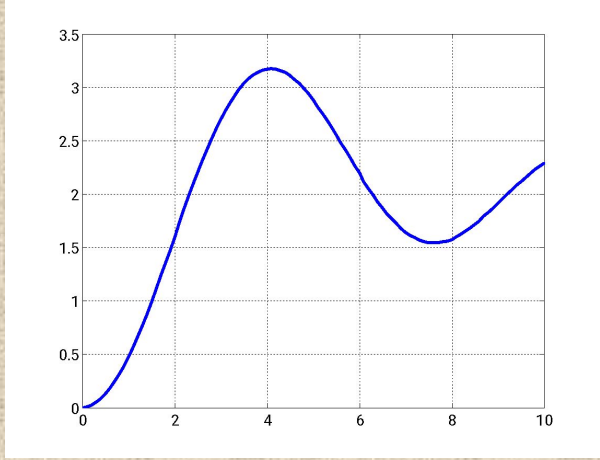
Решающую роль играет острый пик дифракции

2 – область аномальной дифракции

с дальнейшим уменьшением показателя преломления

- возрастает доля преломленной компоненты
- сосредотачивается в области малых углов
- мало отличается от дифракции и с ней интерферирует

$$Q_e = 2 - \frac{4}{x}\sin x + \frac{4}{x^2}(1 - \cos x)$$



Индикатриса рассеяния имеет
крайне сложный для описания вид - венцы

1 – область Rayleigh-Hans

уменьшение размеров приводит

- к уменьшению фазового сдвига между преломленной и отраженной компонентами
- уменьшает дифракцию
- компоненты становятся неразличимы
- каждый элемент объема рассеивает по Rayleigh, а суммарная волна – интерференция волн от этих элементов

Расчет возможен для частиц произвольной формы

Влияние других факторов

1. поглощение $n+i\kappa$ – очень сильное на все характеристики рассеяния, даже в малых количествах, качественно связано с уменьшением доли преломленного света и увеличением отраженного
2. форма – особенно сильно на область рассеяния назад, и на поляризацию; совокупность хаотически ориентированных несферических частиц не эквивалентна системе сферических
3. полидисперсность – приводит к сглаживанию всех интерференционных эффектов

$$\sigma_{\Sigma} = \int_{r_1}^{r_2} n(r)\sigma\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)dr = \int_{r_1}^{r_2} C_0 r^{-\nu}\sigma\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)dr = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{1-\nu}\int_{x_1}^{x_2} n(x)\sigma(x)\,dx = Const\cdot\lambda^{1-\nu}$$

$$n(r) = \frac{dN}{dr} = C_0 r^{-\nu}$$ – распределение Юнге

Рассеяние на аэрозоле имеет все более неселективный характер