§3 电磁波在导电介质中的传播

导电介质：

- 在电磁场的作用下，产生极化（用常规的正的介电常数描述）；
- 存在电导，会形成传导电流，从而产生焦耳热，使得**电磁波的能量不断损耗；**
- 这样的导电介质包括土壤、海水等，电磁波经过多个周期的传播之后，其振幅最终为零。

本节所要解决的问题:从电导率的观点出发，适用于低频波段

1. 导电介质内电荷分布的特点;
2. 电磁波在（良）导电介质内的传播;
3. 在良导电介质表面电磁波的折射
4. 在良导电介质表面电磁波的反射

以后补充:高频波段，则采用介质的观点来处理，用一个复介电常数来描述

1、导电介质内自由电荷分布

- 对于电磁场随时变化的电磁波，导电的介质内一般情况下是存在电荷分布的，取决于导电程度的优良；
- 导电程度的不同对自由电荷分布情况如何？

2）导电介质内电荷密度非均匀涨落随时间的变化规律

$$\varepsilon\nabla\cdot\vec{E}=\rho$$

$$\vec{J}=\sigma\vec{E}$$ ——欧姆定律

$$\nabla\cdot\vec{J}+\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$$ ——连续性方程

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\sigma}{\varepsilon}\rho=0$$

解： $\rho=\rho_0 \mathrm{e}^{-\frac{\sigma}{\varepsilon}t}=\rho_0 \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$

$$\rho = \rho_0 \mathrm{e}^{-\frac{\sigma}{\varepsilon}t} = \rho_0 \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$t \approx \tau = \varepsilon / \sigma$$

$$\rho / \rho_0 = \mathrm{e}^{-1}$$

定义：$\boxed{\tau = \varepsilon / \sigma}$ 为电荷密度衰减的特征时间

如果导电介质为**良导电介质**（**注意，这里我们不用导体，以示区别于我们熟悉的金属导体**）：

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} >> 1, \qquad \frac{T}{\tau} >> 1,\ \tau << T$$

即：电磁波的周期远大于电荷密度衰减的特征时间

$$\Rightarrow \boxed{\rho(t) \Rightarrow 0}$$

传导电流：$\vec{J} = \sigma \vec{E}$

位移电流：$\dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} = -\mathrm{i}\omega\varepsilon\vec{E} \qquad \left(\vec{D} = \varepsilon\vec{E}\right)$

$$\frac{\text{传导电流}}{\text{位移电流}} = \boxed{\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}}$$

1）导电介质

（1）欧姆定律： $\vec{J} = \sigma \vec{E}$

- Ohm定律给出：传导电流在导电介质中会产生Joule热损耗。
- 需要注意的是，欧姆定律的适用范围：

$$\omega \le 10^{11}\,\mathrm{rad/s} \quad \left(f \le 300\mathrm{GHz}\right)$$

此时，电导率为实数，导体内的位移电流可以忽略。

- 当频率超过ω>10¹¹rad/s，导体内既有传导电流，也有位移电流，电导率是一个复数

$$\vec{J} = \sigma(\omega)\vec{E} = \left[\sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)\right]\vec{E}$$

(2) 导电介质分为良导电介质和非良导电介质：

（a）良导电介质：

$$\frac{\text{传导电流}}{\text{位移电流}} \boxed{= \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \gg 1}$$

（b）非良导电介质：

$$\frac{\text{传导电流}}{\text{位移电流}} \boxed{= \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \ll 1}$$

比如：土壤、海水。

(c)工程应用上将介质划分如下

理想绝缘介质： $\sigma = 0$

低损耗介质： $\dfrac{\sigma}{\omega\varepsilon} < \dfrac{1}{100}$

损耗介质： $\dfrac{1}{100} < \dfrac{\sigma}{\omega\varepsilon} < 100$

良导电介质： $\dfrac{\sigma}{\omega\varepsilon} > 100$

理想导电介质： $\sigma \to \infty$

2、电磁波在（良）导电介质内的传播

1）**良导电介质**内电场所满足的方程：

$$\rho = 0, \qquad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \qquad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho$$

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

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

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

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0,$$

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

$$\nabla \times \vec{B} = \mu\sigma\vec{E} + \varepsilon\mu\frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

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

与自由空间情况下的唯一差别

$$\nabla\cdot\vec{E}=0,$$

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

$$\nabla\times\vec{B}=\mu\sigma\vec{E}+\varepsilon\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t},$$

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

电场所满足的方程:

$$\nabla^2\vec{E}-\mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}-\mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0$$

考虑**时谐（单色）波**：

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}(\vec{r})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$$

代入得到

与自由空间情况下的差别

$$\nabla^2\vec{E}+\mu\left(\varepsilon+i\frac{\sigma}{\omega}\right)\omega^2\vec{E}=0$$

$$\nabla^2\vec{E}+\mu\left(\varepsilon+i\frac{\sigma}{\omega}\right)\omega^2\vec{E}=0$$

定义**复电容率**：

$$\varepsilon'=\varepsilon+i\frac{\sigma}{\omega}$$

良导电介质中，电磁波电场分量所满足的方程

$$\nabla^2\vec{E}+\mu\varepsilon'\omega^2\vec{E}=0$$

（对于导电介质，ε’为复介电常数）

对比：绝缘介质中，电磁波的电场满足的方程

$$\nabla^2\vec{E}+\mu\varepsilon\omega^2\vec{E}=0$$

对于没有任何损耗的绝缘介质，ε为正的实数

$$\nabla^2 \vec{E} + \mu\varepsilon'\omega^2 \vec{E} = 0$$

2）定义复波矢：$\vec{k}'$

$$\vec{k}' \cdot \vec{k}' = k'^2 = \mu\varepsilon'\omega^2$$

良导电介质中，电磁波的波动方程为

$$\boxed{\nabla^2 \vec{E} + k'^2 \vec{E} = 0}$$

$$\nabla^2 \vec{E} + k'^2 \vec{E} = 0$$

3）良导电介质中，时谐平面电磁波：

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0\, e^{i\left(\vec{k}'\cdot\vec{x}-\omega t\right)}$$

复波矢： $\vec{k}' = \vec{\beta} + i\vec{\alpha}$

式中 $\vec{\alpha}$ 、 $\vec{\beta}$ 均为实矢量。则

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{-\vec{\alpha}\cdot\vec{x}}\, e^{i\left(\vec{\beta}\cdot\vec{x}-\omega t\right)}$$

这表示，由于存在损耗，使得电磁波在传播时，其振幅是随着传播距离的增加而指数衰减！

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}_0 e^{-\vec{\alpha}\cdot\vec{x}}\ e^{i(\vec{\beta}\cdot\vec{x}-\omega t)}$$

$$\vec{k}'=\vec{\beta}+i\vec{\alpha}$$

$$\vec{k}'\cdot\vec{k}'=(\vec{\beta}+i\vec{\alpha})\cdot(\vec{\beta}+i\vec{\alpha})$$

$$=\beta^2-\alpha^2+2i\vec{\alpha}\cdot\vec{\beta}$$

$$\vec{k}'\cdot\vec{k}'=k'^2=\mu\varepsilon'\omega^2$$

$$=\mu\varepsilon\omega^2+i\mu\sigma\omega$$

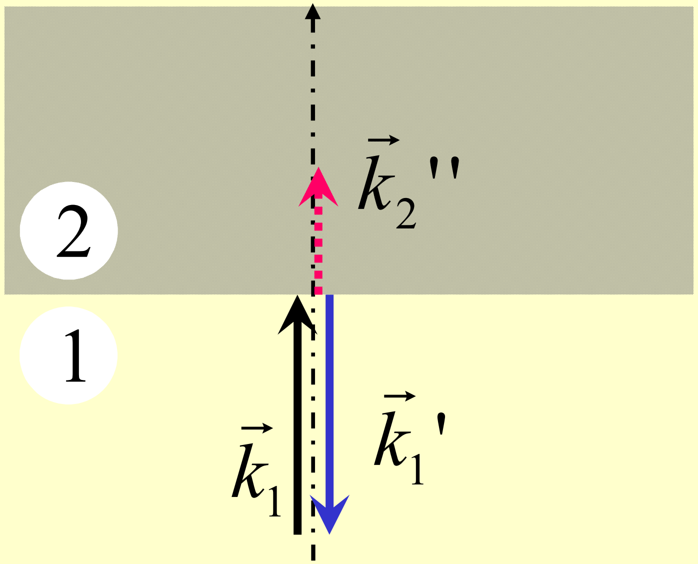
$$\varepsilon'=\varepsilon+i\frac{\sigma}{\omega}$$

比较得

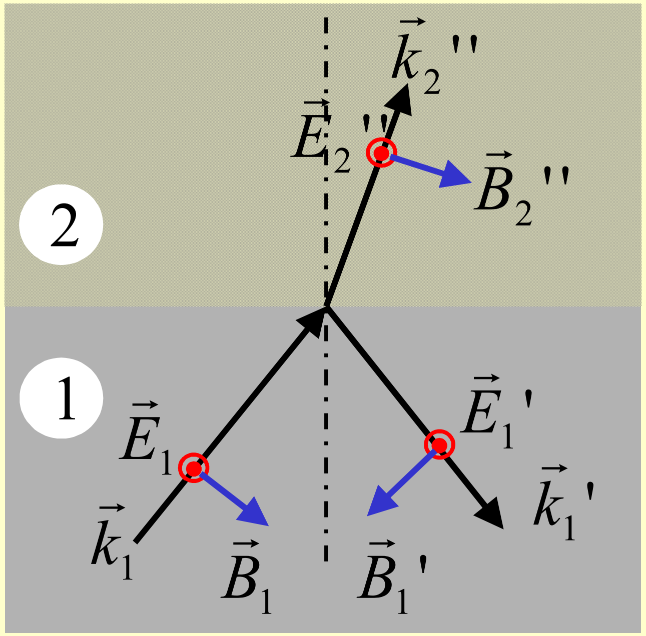
$$\begin{cases}\beta^2-\alpha^2=\omega^2\mu\varepsilon,\\ 2\vec{\alpha}\cdot\vec{\beta}=\omega\mu\sigma\end{cases}$$

3、电磁波入射到导电介质表面的折射

为简便起见，仅讨论垂直入射情况下

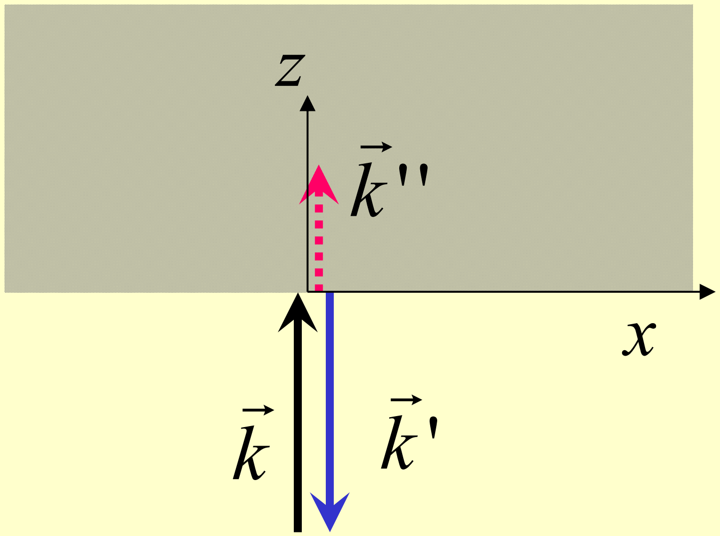


S 偏振



1）假设垂直入射到导电介质表面

$$\begin{cases} \beta^2 - \alpha^2 = \omega^2 \mu \varepsilon, \\ 2\vec{\alpha} \cdot \vec{\beta} = \omega \mu \sigma \end{cases}$$



$$\alpha_x = \beta_x = 0$$

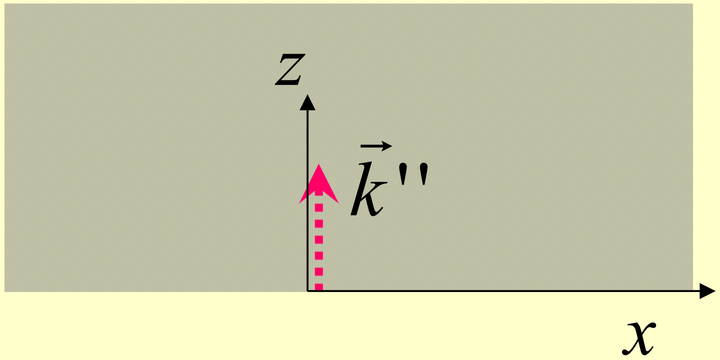
求解得出：

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} + 1 \right)^{1/2},$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} - 1 \right)^{1/2}$$

$$\beta = \omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}}+1\right)^{1/2}$$

$$\alpha = \omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}}-1\right)^{1/2}$$



$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{-\vec{\alpha}\cdot\vec{x}}\ e^{i(\vec{\beta}\cdot\vec{x}-\omega t)}$$

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0'' e^{-\alpha z} e^{i(\beta z-\omega t)}$$

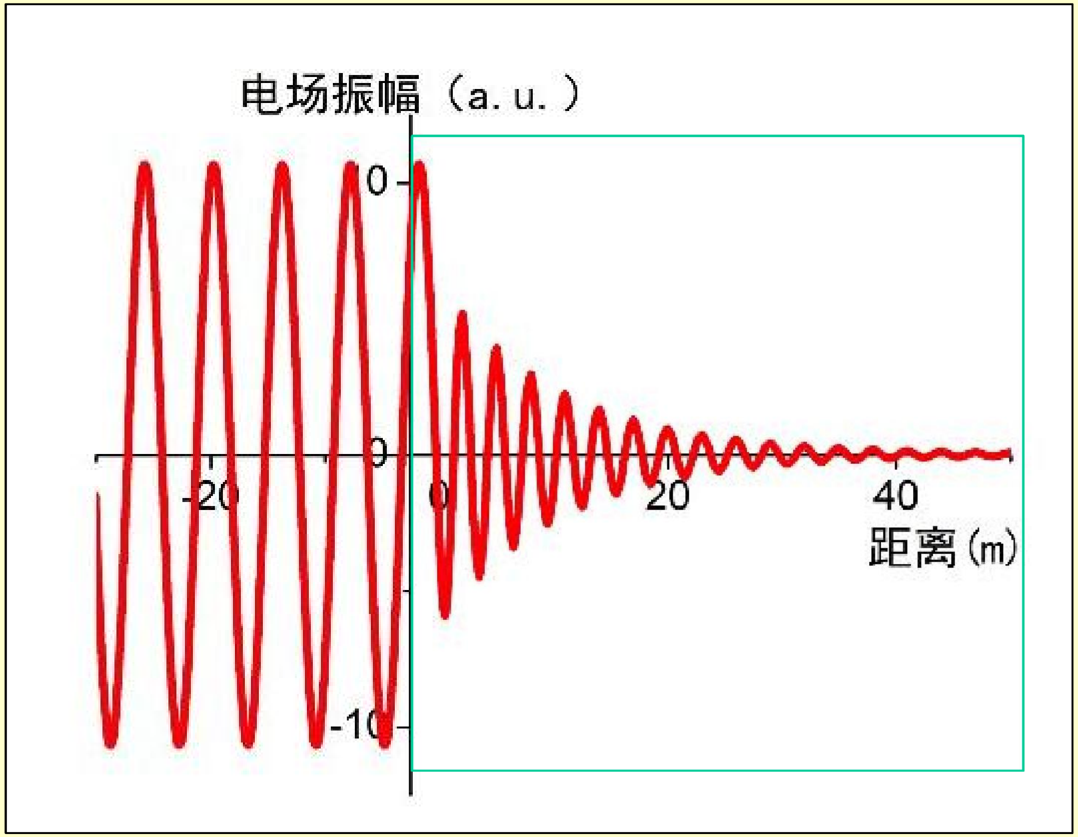
电磁波在导电介质表面的穿透深度： $\boxed{\delta = \frac{1}{\alpha}}$

当低频电磁波入到到导电介质表面

$$\sigma(\omega)=\frac{Nf_0e^2}{m(\gamma_0-i\omega)}$$

- 在低频区（ω<<γ），电导率可以看成实数；

- 例：对于干燥土壤，在兆赫兹波段相对介电常数 ε ＝4，电导率为σ＝10^{-4}s/m ，
- 频率为50MHz的电磁波入射到土壤表面：



海水（设f =50 MHz）：

$$\varepsilon_r = 81,\ \mu_r = 1,\ \sigma = 4.4\ \text{s/m},$$

$$\alpha \approx \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = 829\text{m}^{-1},$$

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{829}\ \text{m}$$

在海洋中采用无线通讯很困难。潜艇在海底一般是采用超声波（声纳）通信，只是等浮出水面之后与基地联系才能发射无线电信号。

良导电介质 $\left(\sigma/\omega\varepsilon >> 1\right)$

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}}+1\right)\right]^{1/2} \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}},$$

$$\alpha = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}}-1\right)\right]^{1/2} \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$$

为电磁波在良导电介质表面的**穿透深度**

2）电磁波入射到良导电介质表面，介质中的磁场的分布

磁场的位相比电场位相滞后π/4

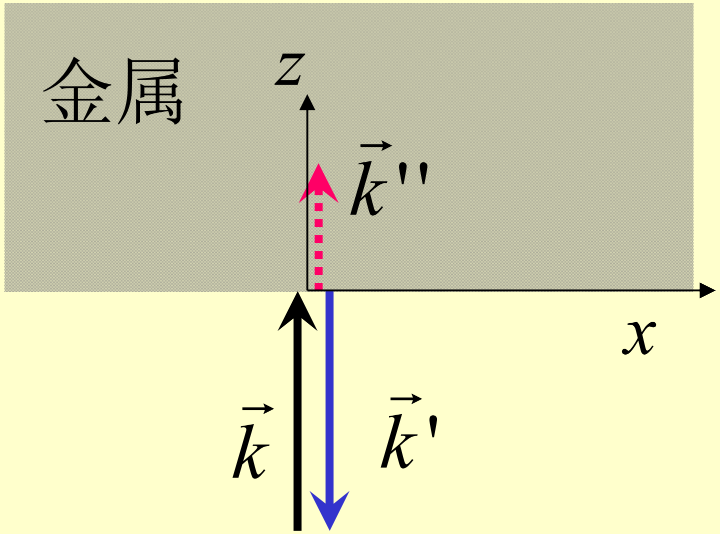
$$\nabla \times \vec{E} = \mathrm{i}\omega\mu\vec{H}$$

$$\vec{E}''(\vec{r},t) = \vec{E}_0'' \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k''z-\omega t)}$$

$$\vec{H}'' = \frac{1}{\omega\mu}\vec{k}''\times\vec{E}''$$

$$= \frac{1}{\omega\mu}(\beta+\mathrm{i}\alpha)\vec{\mathrm{e}}_z\times\vec{E}'' = \frac{\beta}{\omega\mu}(1+\mathrm{i})\vec{\mathrm{e}}_z\times\vec{E}''$$

$$= \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/4}\,\vec{\mathrm{e}}_z\times\vec{E}''$$



$$\beta \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

$$w=\frac{1}{2}\left(\varepsilon E^2+\frac{1}{\mu}B^2\right)$$

良导电介质内：磁场能量密度与电场能量密度之比为

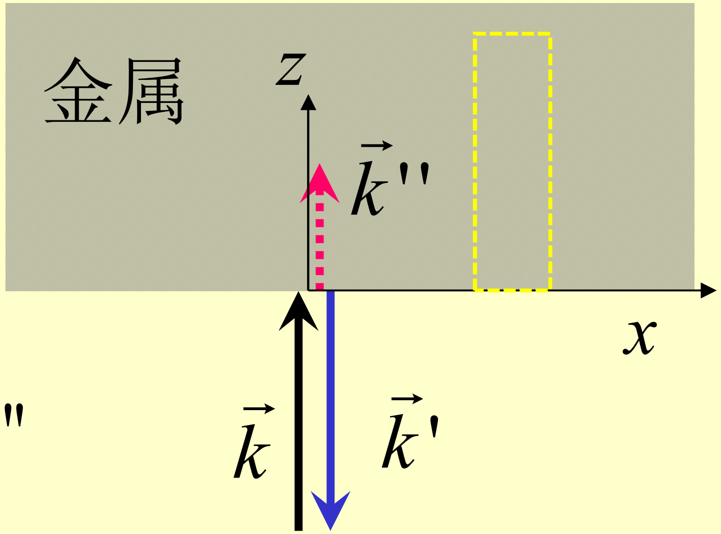
$$\vec{H}''=\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/4}\,\vec{\mathrm{e}}_z\times\vec{E}''$$

$$\frac{B''^2}{\mu\varepsilon E''^2}=\frac{\mu H''^2}{\varepsilon E''^2}=\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\quad>>1$$

结论：当电磁波入射到良导电介质表面，内部电磁波能量主要是磁能。

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}_0''e^{-\alpha z}\ e^{i(\beta z-\omega t)}$$

证明：平面波垂直入射到导电介质时，流入能量全部转化为Joule热。



解：功率损耗（Joule热）为单位时间内电磁场对带电体系所做的功

$$W=\vec{f}\cdot\vec{v}=\rho\vec{E}''\cdot\vec{v}=\vec{J}\cdot\vec{E}''=\sigma\vec{E}''\cdot\vec{E}''$$

$$<W>=<\sigma\vec{E}''\cdot\vec{E}''>$$

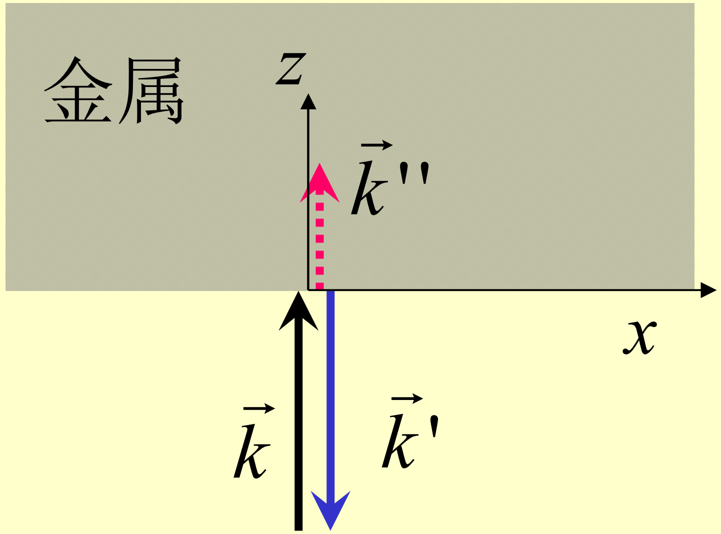
$$=<\sigma\mathrm{Re}(\vec{E}'')\cdot\mathrm{Re}(\vec{E}'')>=\frac{1}{2}\sigma(E_0'')^2e^{-2\alpha z}$$

单位面积上消耗的能量为

$$P=\int_0^\infty\langle W\rangle dz=\frac{1}{2}\sigma(E_0'')^2\int_0^\infty e^{-2\alpha z}dz=\frac{1}{4\alpha}\sigma(E_0'')^2$$

$$\vec{E}''(\vec{r},t)=\vec{E}_0''\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\beta z-\omega t)}$$

$$=E_0''\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\beta z-\omega t)}\vec{\mathrm{e}}_y$$



$$\vec{H}''=\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/4}\,\vec{\mathrm{e}}_z\times\vec{E}''$$

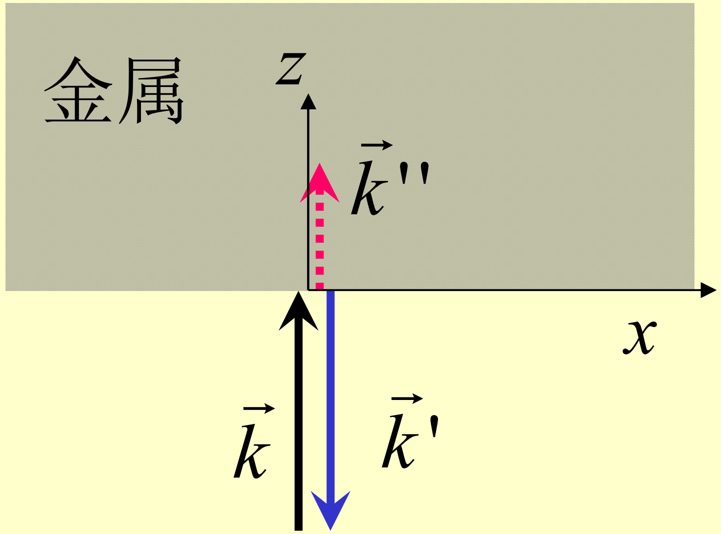
$$=-\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/4}\,E''\vec{\mathrm{e}}_x=-\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\,E_0''\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\beta z-\omega t+\pi/4)}\vec{\mathrm{e}}_x$$

$$\vec{S}''=\vec{E}''\times\vec{H}''=\mathrm{Re}\left(\vec{E}''\right)\times\mathrm{Re}\left(\vec{H}''\right)$$

$$=\sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2\mathrm{e}^{-2\alpha z}\cos(\beta z-\omega t)\cos(\beta z-\omega t+\pi/4)\vec{\mathrm{e}}_z$$

$$\vec{S}'' = \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2 \mathrm{e}^{-2\alpha z}$$

$$\bullet \cos\left(\beta z - \omega t\right)\cos\left(\beta z - \omega t + \pi/4\right)\vec{\mathrm{e}}_z$$



$$\left\langle \vec{S}'' \right\rangle = \sqrt{\frac{\sigma}{\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2 \mathrm{e}^{-2\alpha z}$$

$$\bullet \left\langle \cos\left(k'' z - \omega t\right)\cos\left(k'' z - \omega t + \pi/4\right)\right\rangle \vec{\mathrm{e}}_z = \boxed{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2 \mathrm{e}^{-2\alpha z}\vec{\mathrm{e}}_z}$$

$$\left\langle \cos\left(k'' z - \omega t\right)\cos\left(k'' z - \omega t + \pi/4\right)\right\rangle$$

$$= \cos\left(\pi/4\right)\underbrace{\left\langle \cos^2\left(k'' z - \omega t\right)\right\rangle}_{=1/2} - \sin\left(\pi/4\right)\underbrace{\left\langle \cos\left(k'' z - \omega t\right)\sin\left(k'' z - \omega t\right)\right\rangle}_{=0}$$

$$\langle \vec{S}'' \rangle = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2 e^{-2\alpha z}\vec{e}_z$$

电磁波垂直入射到良导电介质表面，流入能流为

$$\langle \vec{S}'' \rangle\Big|_{z=0} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}}\left(E_0''\right)^2 \vec{e}_z$$

$$= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma^2}{4}\cdot\frac{2}{\omega\mu\sigma}}\left(E_0''\right)^2 \vec{e}_z$$

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

$$= \frac{\sigma}{4\alpha}\left(E_0''\right)^2 \vec{e}_z$$

➢ 思考题：对于良导电介质，进入的能流与入射能流的比值如何？

4 导电介质表面对电磁波的反射

➢ 对于两个绝缘介质构成的分界面，由于界面上无传导电流、电荷的面分布，边界条件为；

$$\vec{n}_{21}\cdot\left(\vec{D}_2-\vec{D}_1\right)=0$$

$$\vec{n}_{21}\times(\vec{E}_2-\vec{E}_1)=0$$

$$\vec{n}_{21}\cdot\left(\vec{B}_2-\vec{B}_1\right)=0$$

$$\vec{n}_{21}\times(\vec{H}_2-\vec{H}_1)=0$$

$$\left\{\begin{aligned}&\vec{n}_{21}\cdot\left(\vec{D}_2-\vec{D}_1\right)=\sigma_f\\&\vec{n}_{21}\cdot\left(\vec{B}_2-\vec{B}_1\right)=0\\&\vec{n}_{21}\times(\vec{E}_2-\vec{E}_1)=0\\&\vec{n}_{21}\times(\vec{H}_2-\vec{H}_1)=\vec{\alpha}_f\end{aligned}\right.$$

- 对于良导电的介质，在界面下一定的穿透深度内，存在传导电流的体分布；
- 从几何上讲，在这样的情况下，分界面上的面电流密度（厚度趋于0的层内的电流）可以认为是0；

$$\boxed{\vec{\alpha}_f = 0}$$

$$\begin{cases} \vec{n}_{21} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \\ \vec{n}_{21} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{\alpha}_f \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \vec{n}_{21} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \\ \vec{n}_{21} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} E + E' = E'' \\ H - H' = H'' \end{cases}$$

1）真空中磁场与电场关系：

$$H = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\, E,$$

$$H' = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\, E'.$$

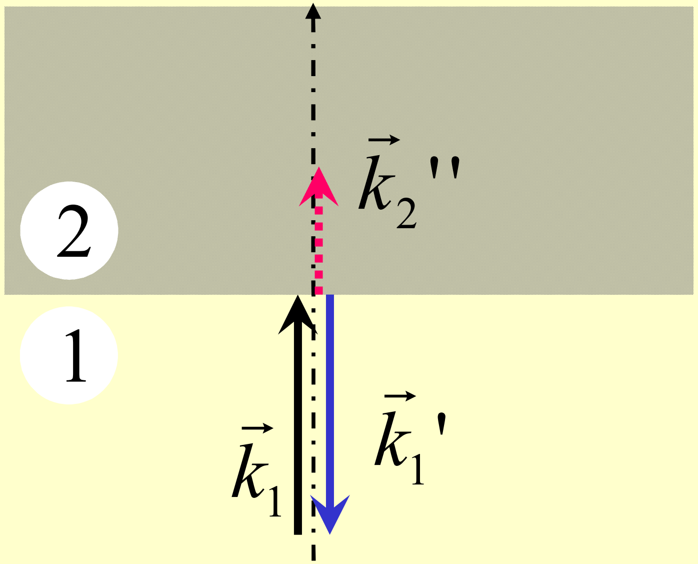
2）垂直入射情况下，良导电介质内磁场与电场关系

$$H'' = \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\mu}}(1+\mathrm{i})E''$$

$$\begin{cases} E + E' = E'', \\ E - E' = \sqrt{\dfrac{\sigma}{2\omega\varepsilon_0}}(1+\mathrm{i})E''. \end{cases}$$

这里已取 $\mu \approx \mu_0$。

- 垂直入射情况下, 反射波



$$\frac{E''}{E} = \frac{2}{2+\mathrm{i}}\sqrt{\frac{2\omega\varepsilon}{\sigma}},$$

- 垂直入射情况下, 流入导体的能流

$$\left\langle \vec{S} \right\rangle\Big|_{z=0} = \frac{\sigma}{4\alpha}\left(E_0''\right)^2 \vec{\mathrm{e}}_z, \quad \boxed{\frac{E''}{E} \to 0, \left\langle \vec{S} \right\rangle\Big|_{z=0} \to 0}$$

$$\begin{cases} E + E' = E'', \\ E - E' = \sqrt{\dfrac{\sigma}{2\omega\varepsilon_0}}(1+\mathrm{i})E''. \end{cases}$$

联立求解得

$$\frac{E'}{E} = -\frac{1+\mathrm{i}-\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}}{1+\mathrm{i}+\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}}$$

3）反射能流与入射能流密度之比（反射系数）为

$$R = \left|\frac{E'}{E}\right|^2 = \frac{\left(1-\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}\right)^2+1}{\left(1+\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}\right)^2+1}$$

$$R=\left|\frac{E'}{E}\right|^2=\frac{\left(1-\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}\right)^2+1}{\left(1+\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}\right)^2+1}$$

对于良导体有 $\sigma/\omega\varepsilon_0>>1$

$$R\approx\frac{1-2\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}+1}{1+2\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}+1}$$

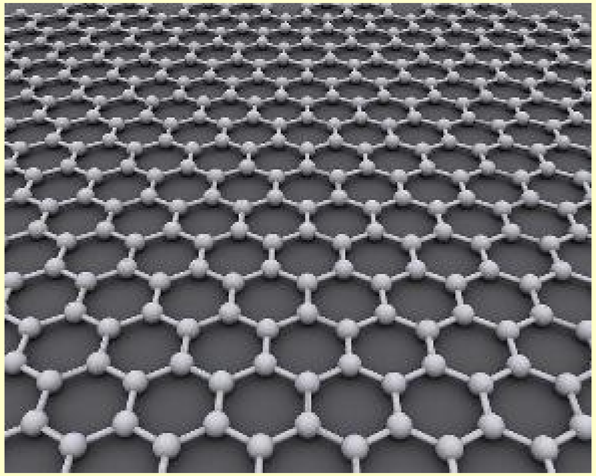
$$=\frac{1-\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}}{1+\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}}$$

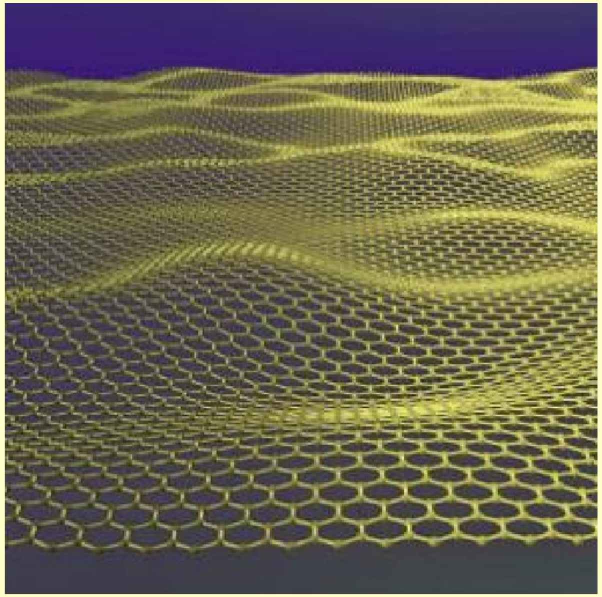
$$\approx\left(1-\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}\right)^2$$

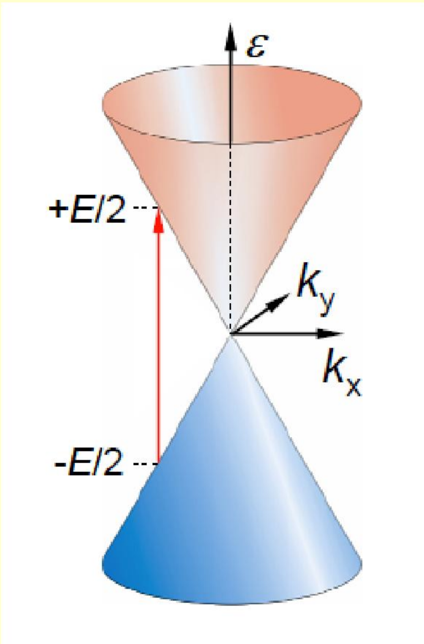
$$\approx 1-2\sqrt{2\omega\varepsilon_0/\sigma}$$

这表示，对于良导电介质，可以用作低频和微波的反射镜！

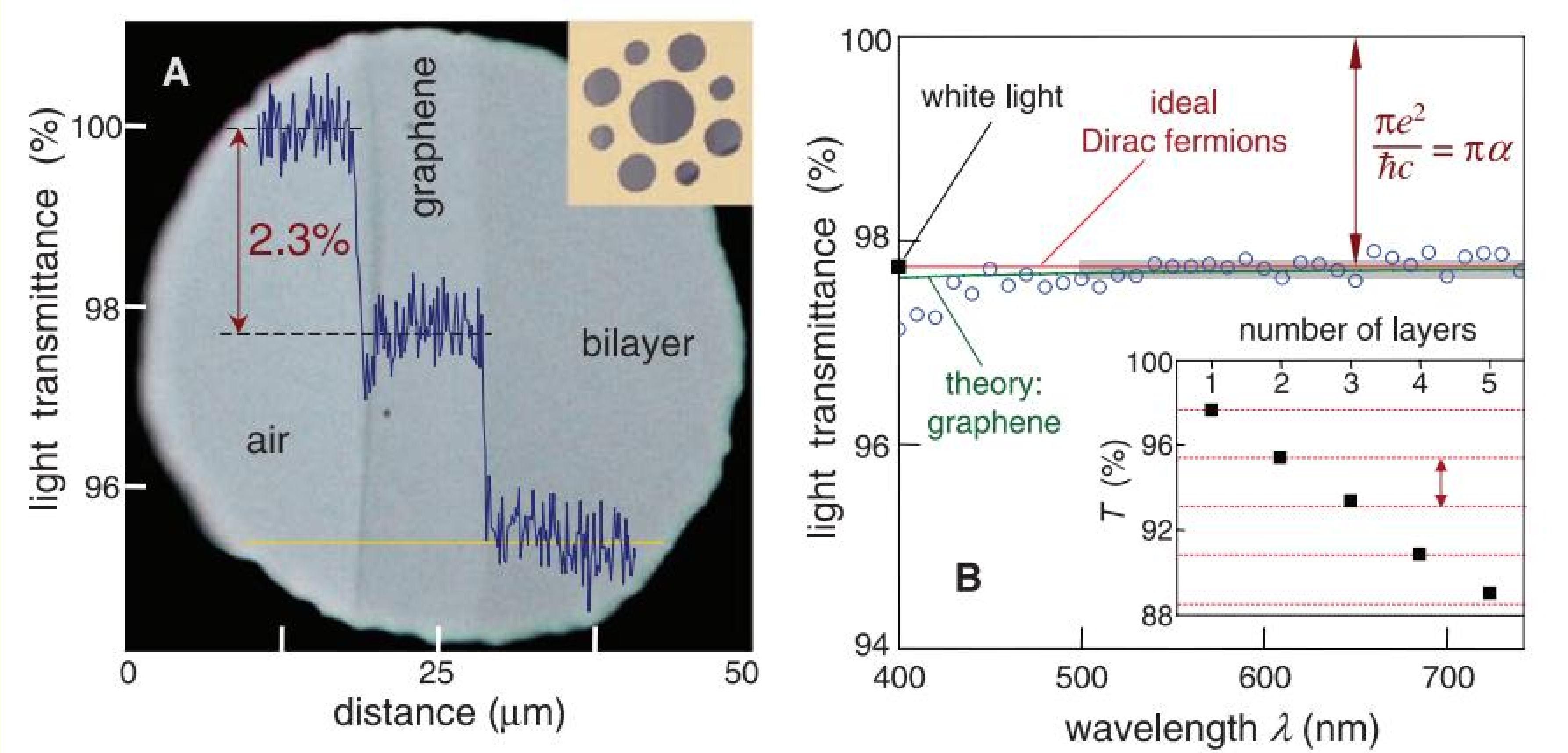
石墨烯



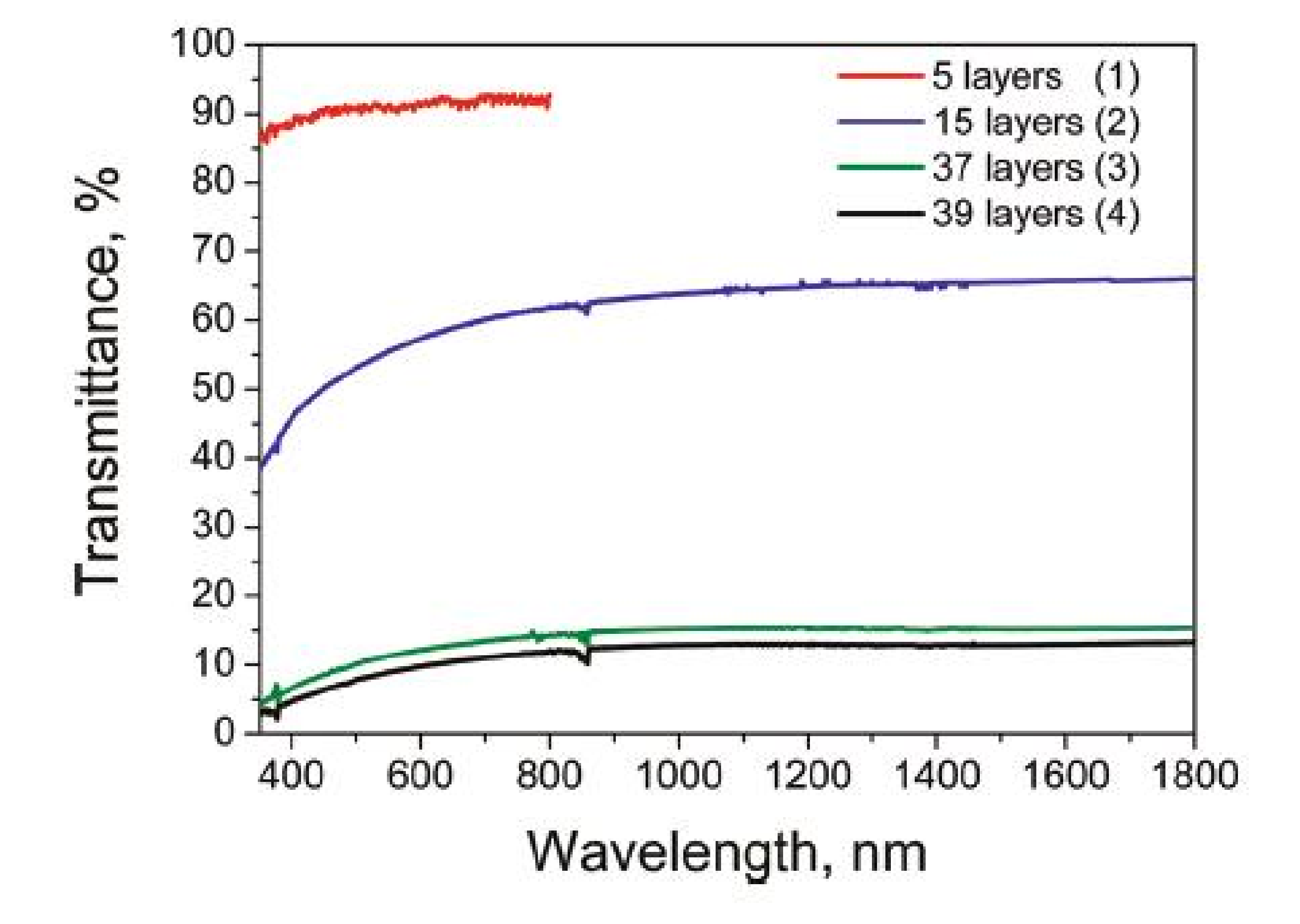




石墨烯的厚度在0.3nm左右，它是一种没有带隙的二维材料，价带和导带在费米面附件只有这么一个点相接处，我们把这个点称为Dirac点，当费米面处在Dirac点时，石墨烯可以吸收任意波长的光



6 JUNE 2008 VOL 320
SCIENCE, A. K. Geim et al.,



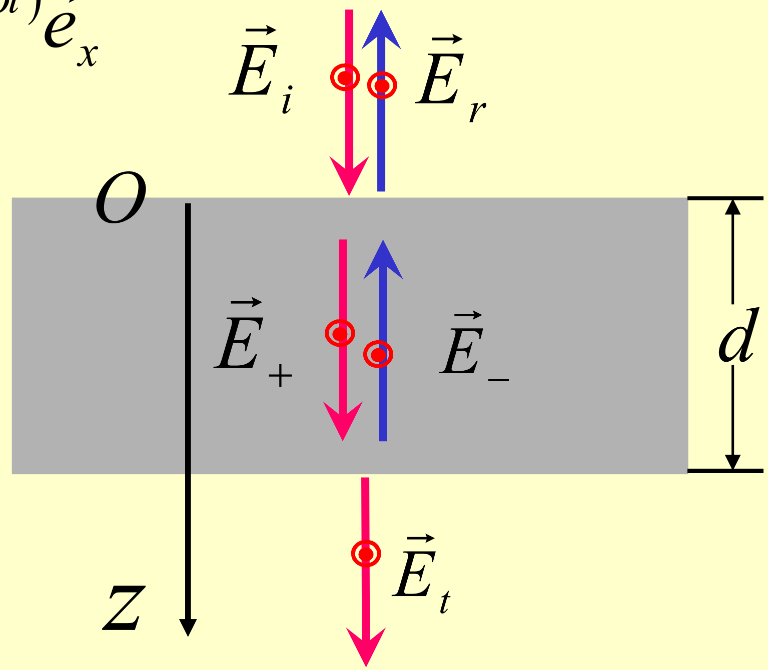
P. A. Obraztsov et al., Nano Lett. 2011, 11, 1540–1545

$$\vec{E}_i = E_{i0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(kz-\omega t)}\vec{e}_x,\quad \vec{E}_r = E_{r0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(-kz-\omega t)}\vec{e}_x$$

$$\vec{E}_+ = E_{+0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_m z-\omega t)}\vec{e}_x$$

$$\vec{E}_- = E_{-0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(-k_m z-\omega t)}\vec{e}_x$$

$$\vec{E}_t = E_{t0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(kz-\omega t)}\vec{e}_x$$



$$\varepsilon' = \varepsilon + \mathrm{i}\frac{\sigma}{\omega}$$