一、偶极子转向极化

对于极性电介质分子具有固有偶极矩$\vec{\mu_0}$。

在电场作用下，对极化的贡献除了电子位移极化外，最主要的则是极性分子转向极化的贡献。

一、偶极子转向极化

热运动下，偶极矩空间取向的几率相同，故极性电介质

$$\sum \vec{\mu}_o = 0$$

一、偶极子转向极化

在电场作用下，偶极分子在电场方向取向，热运动阻碍分子在电场方向的取向 → 在一定温度和电场作用下，达到一个新的统计平衡

↓

偶极子在空间各方向取向的几率不再相同，沿电场方向取向几率大于其它方向的几率 → 在电场方向出现宏观偶极矩——偶极矩转向极化

一、偶极子转向极化

转向极化由于受到分子热运动的无序化作用，电场的有序化作用以及极性分子间的长程作用，故这种极化的建立需较长时间约 $10^{-8} \sim 10^{-2} s$ 甚至更长，属于慢极化形式，伴随有能量损耗。

一、偶极子转向极化

所以在不同的频率乃至工频交变电场中，就可能发生极化建立跟不上电场变化的情况，出现介电常数减小，出现**介电弛豫**。

二、自由点偶极子转向极化

◆自由点偶极子转向极化

不考虑偶极分子间的相互作用，即不考虑偶极子间的相互作用，只考虑受热运动的支配，这就是自由偶极子。

自由偶极子的聚集相当于极性气体。

二、自由点偶极子转向极化

当存在外电场时，各分子受转矩作用，
趋于使它们取向与外电场平行，
但热运动抵抗这种趋势，使体系最后达
到一个新的统计平衡，沿外电场方向取
向的偶极子比和它反向的偶极子数目多。

二、自由点偶极子转向极化

所以体系变成一个各向异性体，具有时间常数 （称之偶极子弛豫时间）并且沿外电场取向的偶极子的平均分量终达一个稳定正值。

二、自由点偶极子转向极化

所有分子的偶极矩沿电场方向的统计平均分量：

$$<\mu_E>=\mu_0<\cos\theta>$$

偶极子分子的固有偶极矩

$\cos\theta$ 的统计系统平均值

θ 为电场与偶极子间的夹角

二、自由点偶极子转向极化

正则分布（Canonocical distribution）

热源 A',体系A ,处于状态r,能量为 W_r接触后达到热平衡，则状态r出现的几率密度：

$$G_r = C' e^{-W_r/kT}$$

C′ 为常数,K为波尔兹曼常数,T为热源温度

二、自由点偶极子转向极化

设A为一偶极分子，为除A以外的所有偶极分子组成的热源

W_r 为A偶极分子的总能，$W_r = W_a + W_\mu$

前者为动能，$\overline{W_a} = \frac{3}{2}KT$

后者 W_μ 为电场中的势能（不计重力势能）

二、自由点偶极子转向极化

$$G_r = C' e^{-W_a - W_\mu / KT} = C e^{-W_\mu / KT}$$

$$W_\mu = -\vec{\mu}_0 \cdot \vec{E}_e = -\mu_0 E_e \cos\theta$$

$$\theta : 0 \sim \pi$$

二、自由点偶极子转向极化

$G_r(W_\mu)$ 为几率密度，$G_r(W_\mu)dW_\mu$ 表示在势能 $W_\mu \sim W_\mu + dW_\mu$ 范围内找到偶极分子A的几率

二、自由点偶极子转向极化

$$G_r(W_\mu)dW_\mu = Ce^{\mu_0 E_e \cos\theta / KT} dW_\mu \qquad dW_\mu = \mu_0 E_e \sin\theta d\theta$$

设单位体积中粒子数为 n_0，则 $n_0 G_r(W_\mu)dW_\mu$ 为在单位体积中在势能 $W_\mu \sim W_\mu + dW_\mu$ 范围内的分子数

$$dn = n_0 G_r(W_\mu)dW_\mu = n_0 Ae^{\mu_0 E_e \cos\theta/KT} \sin\theta d\theta$$

$$dn = n_0 Ae^{\mu_0 E_e \cos\theta/KT} d\Omega$$

XJTU

二、自由点偶极子转向极化

dn 表示在单位体积内，在 $\theta \to \theta + d\theta$ 方向内取向的偶极子分子数，或在立体角 $\Omega \to \Omega + d\Omega$ 内找到偶极子的分子数。

X J T U

二、自由点偶极子转向极化

故单位体积内在立体角 $\Omega \to \Omega + d\Omega$ 偶极分子的偶极矩在电场方向分量

$$dm_E = \mu_0 \cos\theta dn = \mu_E dn$$

m_E 为单位体积内偶极分子在电场方向的分量和。

二、自由点偶极子转向极化

求平均 $<\mu_E><dn>=<dm_E> \rightarrow <dm_E>=\dfrac{\int dm_e}{n_0}$

$$<dn>=\frac{\int dn}{n_0} \qquad \int dn = n_0 = An_0\int_0^{\pi} e^{\mu_0 E_e \cos\theta/KT}\sin\theta d\theta$$

$$\frac{<dm_E>}{<dn>}=\frac{\int dm_E}{\int dn}=\frac{\int dm_E}{n_0}=\mu_0\frac{\int_0^{\pi}\cos\theta e^{\mu_0 E_e\cos\theta/KT}\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi}e^{\mu_0 E_e\cos\theta/KT}\sin\theta d\theta}$$

$$<\cos\theta>=\frac{\int_0^{\pi}\cos\theta e^{\mu_0 E_e\cos\theta/KT}\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi}e^{\mu_0 E_e\cos\theta/KT}\sin\theta d\theta}$$

二、自由点偶极子转向极化

$$y = \cos\theta \qquad x = \frac{\mu_0 E_e}{KT}$$

令

$$<\cos\theta> = <y> = \int_{-1}^{1} y e^{xy} dy \Big/ \int_{-1}^{1} e^{xy} dy = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} - \frac{1}{x} = cthx - \frac{1}{x} = L(x)$$

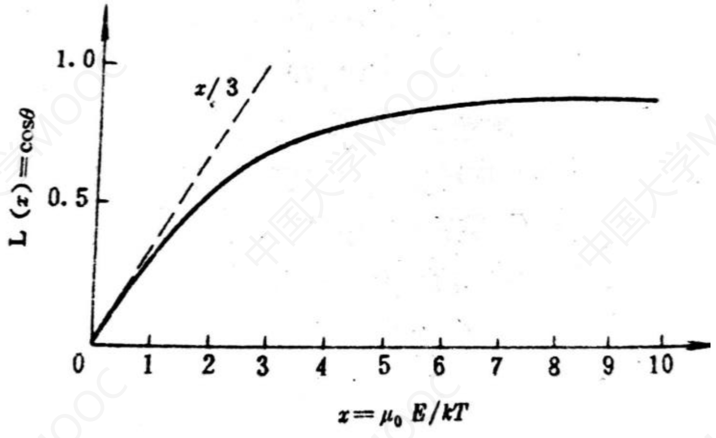
称Langevin函数。

二、自由点偶极子转向极化

随着x增大，即 $\frac{E_e}{T}$ 增大，$<\cos\theta>$ 从0增到1，这是因为 $<\cos\theta>$ 增大，电场的取向作用压倒温度的扰乱作用，使所有偶极子都趋向与外电场平行，达到饱和。

$$<\cos\theta> = L(x) = \frac{x}{3} - \frac{1}{45}x^3 + \frac{2}{945}x^5 - \ldots\ldots$$

二、自由点偶极子转向极化



当 $x=\dfrac{\mu_0 E_e}{KT}<<1$

X温度不太低，电场不太高

$$<\mu_E>=\mu_0<\cos\theta>\approx\frac{\mu_0^{\;2}}{3KT}E_e$$

$$<\cos\theta>=\frac{x}{3}=\frac{\mu_0 E_e}{3KT}$$

二、自由点偶极子转向极化

偶极子转向极化率 $\alpha_{\mu} = \frac{\mu_0^{\ 2}}{3KT}$

与温度有关，与温度成正比，温度愈高，热运动加剧，转向极化降低。

二、自由点偶极子转向极化

一个典型偶极子:两个相距1Å的电荷($\pm e$)

外电场 $E = 10^6 v/m$

环境温度 $KT = \frac{1}{4} ev$

$$\frac{\mu_0 E_e}{KT} = \frac{10^{-10} e \times 10^6 \times 40}{e} = 4 \times 10^{-3} \ll 1$$

郎之万函数所表示的体系只在原点附近才有物理意义

二、自由点偶极子转向极化

$$\alpha_{\mu}=\frac{\mu_0^{\ 2}}{3KT}=\frac{10^{-20}e^2\times 40}{3e}=\frac{40}{3}10^{-20}e=\frac{40}{3}\times 1.6\times 10^{-20}\times 10^{-19}\approx 10^{-38}Fm^2$$

电子位移极化率与离子位移极化率均为 $10^{-40}Fm^2$ 量级，故转向极化率比位移极化率高得多。