

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

由
$$P = \chi \varepsilon_0 E = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 E = n_0 \alpha E_e = n_0 \alpha \frac{\varepsilon_r + 2}{3} E$$

有
$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{n_0 \alpha}{3 \varepsilon_0} < 1$$

C-M方程

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

克-莫方程是在Lorentz有效电场的基础上建立起来的,电介质极化宏观参数与微观参数之间的一个关系式。

n_0 是单位体积中极化粒子数。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

$$N_0 = n_0 \frac{M}{\rho}$$

M为电介质Mole质量
M/ρ为摩尔体积

N₀为阿佛加德罗常数

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

摩尔极化:

$$[P] = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{N_0 \alpha}{3\varepsilon_0}$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

对一定电介质，极化率 α 有确定值， $[P]$ 为常数， $(\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + 2)$ 与密度 ρ 成正比， ϵ_r 随 ρ 的增大而增大，因为密度 ρ 增加，单位体积内的极化粒子数 n_0 增多， ϵ_r 就增大。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

克劳休斯-莫索缔方程对中低压气体的实验结果一致，在误差允许范围内 $[P]$ 都是一个常数。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆ 克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

克-莫方程在于增加了Lorentz修正项:

$$\frac{P}{3\varepsilon_0}$$

若这个修正项:

$$E_e = E$$

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{n_0 \alpha E_e}{\varepsilon_0 E}$$

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{n_0 \alpha}{\varepsilon_0}$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆ 克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

忽略了介质中各分子的电矩所产生的电场的极化贡献，即认为 $E_e = E$ 。

在弥散物质中 $\epsilon_r \approx 1$ ，克-莫方程与上式相差很小。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

在光频范围，由电磁波理论，折射率 n ：

$$n = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \approx \sqrt{\varepsilon_r} \quad n^2 = \varepsilon_r$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

在光频范围 $\varepsilon_r \rightarrow \varepsilon_\infty$ $\alpha \rightarrow \alpha_e$ 电子位移极化率

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty$$

$$\alpha = \alpha_e$$

$$\varepsilon_\infty = n^2$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆ 克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程 Lorentz—Lorenz方程

$$\frac{\varepsilon_{\infty} - 1}{\varepsilon_{\infty} + 2} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{n_0 \alpha_e}{\varepsilon_0}$$

忽略Lorentz修正项

$$\varepsilon_{\infty} - 1 = n^2 - 1 = \frac{n_0 \alpha_e}{\varepsilon_0}$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

C-M方程还可用于非极性液体以及极性物质的稀释溶液，但对于极性溶液，例如水、酒精、醋类，其结果就与实验不符了。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

在室温下，每两个水分子之间的平均距离约为水分子中两个氢原子间距的2倍，这时水分子间的固有电矩产生的强烈相互作用，使得不能再将水分子视为近独立子系，从讨论的状态不再处于弥散态。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

对于空气而言，当压力增大到 10^3 数量级时，密度 ρ 增加到较大值时，这时 ρ 值对应的空气分子平均占据的空间仍比本身线度大170倍，这是空气分子作为近独立子系的假设是相当正确的。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

当压力增到 10^4 大气压的数量级时，空气中分子间平均中心距离已减小到分子线度相同的数量级。上述理论计算中把分子看成近独立子系的假设就不正确了。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

C-M方程对高压气体也不适用，只对中压气体的实验结果一致。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

历史上曾一再把 $\frac{P}{3\varepsilon_0}$ 修正项的应用范围推广，尤其用于水，水分子具有电矩，极化率 α 来自偶极子取向极化：

$$P = n_0 \alpha E_e = n_0 \alpha \left(E + \frac{P}{3\varepsilon_0} \right)$$

$$\alpha = \mu_0^2 / 3kT$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

$$P = \frac{n_0 \alpha}{1 - \frac{n_0 \alpha}{3 \varepsilon_0}} E \quad P = \frac{n_0 \mu_0^2 / 3kT}{1 - \frac{\mu_0^2 n_0}{9 \varepsilon_0 kT}} E = \frac{n_0 \mu_0^2 / 3kT}{1 - \frac{T_c}{T}}$$

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

当T温度降到 $T_c = n_0 \mu_0^2 / 3KT$ 时, 分母等于零, 此时即使外场 $E = 0$, $P \neq 0$, 水也会由温度的下降, 而出现自发极化, 具有不等于零的极化强度P, 以数据 $n_0 = 3.3 \times 10^{22} / \text{cm}^3$, $\mu_0 = 1.87 \text{D}$ 代入, 得到 $T_c = 1200 \text{K}$ 。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

水在未冷到室温以前，早就出现了自发极化。这样，有规则取向的水分子的固有电矩所产生的强烈电场，对依赖于水存在的生命物质来说，其结果是可怕。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

历史上称这种推广的莫索缔灾难 (Mossotti catastrophe) $\epsilon \rightarrow \infty$, 因为这种修正是在莫索缔假设 $E_2 = 0$ 的前提下得到的。事实上这种灾难也从未发生过。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

- ◆ 克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程
不具有固有电矩，但具有中心反演对称的介质才有 $E_2=0$ 。
对具有固定电矩的分子所组成的液体，虽然液体各向同性，有对称中心， $E_2 \neq 0$ ，Lorentz内场不等于零，是一个比较大的值。

1.5.2 克劳休斯-莫索缔方程

◆克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程

为了寻求在更广泛条件下合理的有效场修正方法，不少著名的物理学家，作出了很大努力。



Onsager