

前景。

从本世纪初以来，人们总预期会从基本粒子或天体物理中发现新的规律。现在我们看到，对于时间和熵的深刻分析也能对物理学的理论结构带来新的观念。

(关于本文所涉及问题的详细分析，可参看 G. Nicolis 和 I. Prigogine 所著 *Self-organization in Non-equilibrium Systems*, Wiley, 1977 一书，以及即将出版的 I. Prigogine 的新著 *From Being to Becoming*。两书中译本均在准备中)

凝聚态物质的低频响应*

倪嘉陵

这次讲座的内容是我近三年来从事的新的研究工作。这些工作已经成为文献中许多文章的源泉。全部内容是关于凝聚态物质的低频涨落、弛豫和耗散现象，包括凝聚态物理中至今尚未满意解决的一系列老问题。正如文章题目所述，我所做的工作是根据一些新概念提出一个基本的理论模型，这个模型能够成功地解释许多上述的低频涨落、弛豫和耗散现象。这样，我就把这些现象做了统一的物理描述。而且，我已经做过全面的实验数据的调查，并与我的普适理论预言进行了广泛的比较。这个普适理论不仅对上述的低频性质提供了统一的物理基础，而且也解决了当今固体物理的几个活跃领域中实验数据解释的难点。

凝聚态物质中存在许多低频(或长时间)涨落、弛豫和耗散现象，就现象本身以及把它当作研究材料的手段都有重要意义。在这些现象中，有几种属于凝聚态物理中最古老的问题，还没有得到基本的理解。或者在某些情况下，甚至不能借助唯象模型合适地描述它们。

在本文中我们要考虑的低频涨落、弛豫和耗散现象包括电介质弛豫、机械(粘弹性)弛豫、核自旋弛豫、闪烁 1/f 噪音、产生-复合噪音、瞬态电输运和瞬态电容。这一部分讲解的重点是电介质弛豫和机械弛豫。

描述电介质弛豫的常规模型是 Debye 模型，由这个模型导出的依赖频率的复电介化率为

$$\chi(\omega) = \chi(0)/(1 + i\omega\tau_0), \quad (1)$$

时间常数 τ_0 称为 Debye 弛豫时间。然而，现在大量的实验事实证明，几乎没有一种固体呈现 Debye 行为，只有极个别的液体符合 Debye 模型。图 1 指明了实验结果。偏离 Debye 模型如此严重，使得人们无法从对称的 Debye 损耗峰辨认出 $\text{Im}\chi(\omega)$ ——偶极子系统的损耗。在 $\log\{\text{Im}\chi(\omega)\} - \log\omega$ 图中，这个峰在半高度的宽度为 1.144×10 (图 1 的最右边)。为了使 Debye

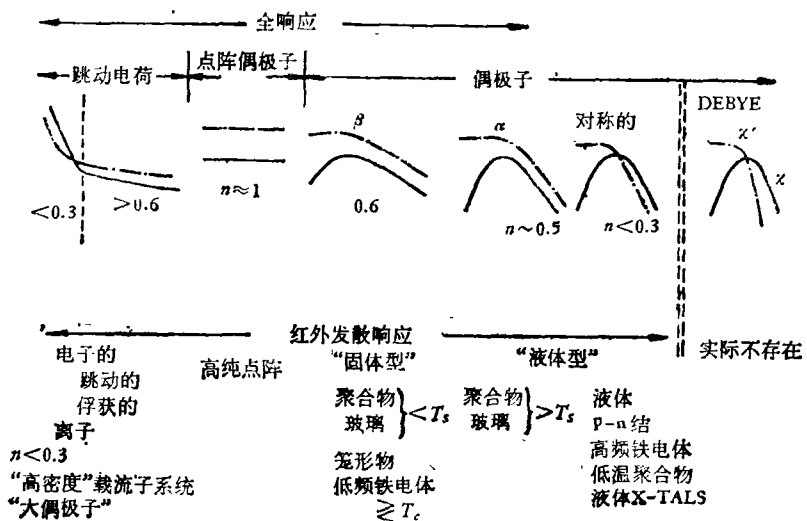


图 1 在固体的整个区域内观察到的各种类型的电介质响应的示意图。链点线代表对数坐标的 $\chi''(\omega)$ ，实线代表对数坐标的 $\chi'(\omega)$ ，从理想的 Debye 模型经由 α 和 β 峰到荷电载流子系统的普适响应。 n 取较小的值时，行为的极限形式由强低频色散表示。 $n \approx 1$ 时，行为的极限形式由不依赖频率的“点阵响应”的极限情形表示。图中举出遵从各自响应形式的各种材料，并指出了设想的极化机理

* 本文系美国海军研究实验室倪嘉陵 (K. L. Ngai) 博士在昆明“1979年暑期全国晶格动力学学习班”所作报告的前一部分。吴述尧根据讲义摘译，林磊、李从周校。译文未经作者审阅。

响应方程(1)与观察到的行为一致,基于一种似是而非的意见引入了弛豫时间分布 $g(\tau)$ 的概念,即任何材料可能都有一些局部微观条件的变化,这就导致了弛豫时间的分布.其形式表达式为

$$\chi(\omega) = \int_0^{\infty} \frac{g(\tau)}{1 + i\omega\tau} d\tau. \quad (2)$$

利用实验上观察到的损耗,对上式的积分进行逆运算,求出需要的 $g(\tau)$ 来“解释”电介质数据.多数研究人员满足于陈述他们的结果中包含了弛豫时间有所分布,并就此为止.有时试图定性论证这样得到的 $g(\tau)$ 是正确的,但缺乏独立的实验验证.所以,弛豫时间分布的求解方法只不过把问题转化到另一个物理上无法检验的量 $g(\tau)$.即使这样,弛豫时间分布概念还是有吸引力的,至今仍被人们反复引用.

与弛豫时间分布的概念一样,我们期望 $g(\tau)$ 以及由它得来的 $\chi(\omega)$ 灵敏地依赖物理状态(固体或液体),化学类型(无机的、有机的或生物的),键合类型(共价键、离子键或分子键),物理结构(单晶、多晶、非晶态、类玻璃或聚合物)和极化种类(偶极子、离子、局域化电子或自陷载流子).弛豫时间分布的求解方法的困难是在非常广阔的材料范围具有明显类似的 $\chi(\omega)$ 与 ω 的依赖关系,而要求同类型的弛豫时间分布,并不依赖电介质的物理和化学类型.这是完全背离了弛豫时间分布概念的一个特点.

与 Debye 行为——方程(1)的偏离同材料的关系是很小的,这件事实际上已隐含在陆续出现描述偶极子电介质响应的经验公式中.例如, Cole-Cole 表达式 $\chi(\omega) = \chi(0)/\{1 + (i\omega\tau)^\beta\}$, Cole-Davidson 表达式 $\chi(\omega) = \chi(0)/\{1 + i\omega\tau\}^\alpha$ 以及二者的组合 $\chi(\omega) = \chi(0)/\{1 + (i\omega\tau)^\beta\}^\alpha$,式中 α 和 β 是取值范围从 0 到 1 的参数.这些表达式是为解释实验数据而提出来的,其确定的解析形式至少说明 $g(\tau)$ 以 τ 的极少数几种函数形式出现.这些表达式都指明,在较大的 $\omega\tau$ 时, $\text{Re } \chi(\omega) \equiv \chi'(\omega)$ 和 $\text{Im } \chi(\omega) \equiv \chi''(\omega)$ 都遵从如下的经验规律

$$\chi'(\omega) \propto \omega^{n-1}, \quad \chi''(\omega) \propto \omega^{n-1}. \quad (3)$$

这一特点最近由 Jonscher 进一步阐明了^[1],他通过对各种材料的电介质响应数据的分析,证明(3)式的行为是非常普适的.对于偶极子电介质,(3)式在损耗峰的高频一侧是正确的.而对于具有跳动电荷的电介质,(3)式可能降低到所研究的最低频率.

(3)式表明,时间范畴的响应遵从关系式

$$j(t) \propto t^{-n}, \quad 0 \leq n < 1. \quad (4)$$

对于偶极子电介质,在相应于损耗峰的高频一侧的时间范围内,此式是适用的.这就是放电电流对突然去除恒定电场时的时间范畴响应,称为 Curie-von Schwedler 定律.(4)式提供的依赖关系,实际上在时间范畴测量的所有电介质中都能看到,再一次证明了电介

质的普适响应.这样的普适响应从弛豫时间分布求解法是不会得到的.

我们^[1]最近对过去三十年中公布的全部电介质数据的详尽分析,或许给出了电介质响应的某些普适性特点的最令人信服的证明.一个保守的估算说明,我们已经汇集了这一时期 80% 的可利用的电介质损耗数据.损耗峰的数据 $\chi''(\omega) - \log \omega$ 已经数字化,把 $\chi''(\omega)$ 归一化到 $\chi''(\omega_p)$,即在峰值频率 ω_p 时的最大损耗.并且把每一组数据用同样的标度重新画在 $\log \chi''(\omega)/\chi''(\omega_p) - \log(\omega/\omega_p)$ 图上,正如(3)式的要求,在峰的高频(右边)一侧,根据斜率 $(n-1)$ 的大小把代表着广泛的物理和化学类型的 400 多种电介质分类,一切情形都满足(3)式.然后,把具有同样右侧斜率 $(n-1)$ 的损耗峰重新画在一起.由位于同一 $(n-1)$ 斜率的大量数据点重迭在一起而获得单一的轮廓分明的损耗峰形状,证明了这种普适性.如图 2 所示.用上述方法有力地证明了,所有电介质损耗峰的明显的普

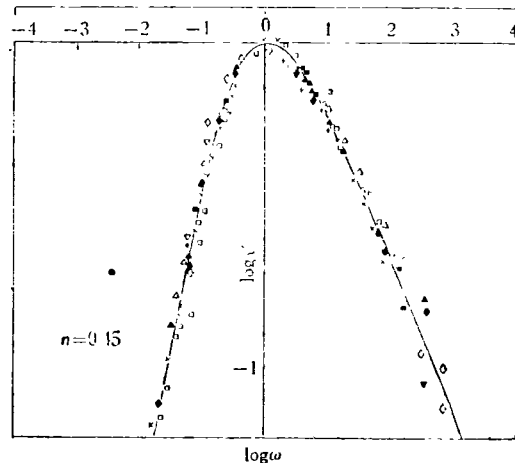


图 2 对于 $n = 0.45$, 八种不同的电介质的 $\log \chi''(\omega) - \log \omega$ 的概要图

- 为硅氧烷聚合物;
- △ 为 O-联三苯中的蒽酮(过冷液体);
- × 为挤压的十八(烷)醚;
- ◇ 为脱氧核糖核酸;
- ▲ 为 NaCl 溶液中的脱氧核糖核酸;
- +
- 为聚乙烯(乙烯基醋酸盐);
- ◆ 为聚乙烯(乙烯基辛烷盐)

适行为具有深远的意义.至少,可以排除那些对电介质响应做了具体假设的模型,这些模型假设了一些与材料的物理和化学结构有关的随机性、分布状态、关联性及相互作用.真正的机理必定只包含凝聚态物质的一些很普遍的性质以及对于使电介质弛豫具有普遍性是很基本的一些物理原理.我们认为已经找到了这种机理^[1],下面就介绍它.

在凝聚态物理中,关于能态和激发的概念在某种

程度上强烈地受到晶状的绝缘体、半导体和金属的周期结构发展的影响。从容易写出晶体的哈密顿量和 Bloch-Floquet 定理的重要简化特性的观点出发,这是很容易理解的。这就把我们引向在固体中已经卓有成效的 Bloch 态和能带论。激发也能很容易地由 Bloch 态定义。也许由于这个缘故,常常把这样的激发态称为“元激发”。各种态之间的关联和各种元激发之间的相互作用是完全能够详细说明的。直至任意低的能量的元激发原则上是确定的,并且诸如态密度这样一些特征,通常也是知道的。实际上,大多数电介质材料却不是单晶体,比如玻璃、聚合物、生物聚合物、陶瓷、过冷液体、离子导体、无定型半导体和块状或薄膜型的绝缘体、类似固体器件中的电介质介面,具有缺陷结构的非化学计量比化合物等。即使单晶型的电介质也常常偏离理想的周期结构,任意低能的激发失去其通常的含义,变得模糊起来,不能从理想周期结构所得到的性质来外推。所以,能导致这些任意低能激发的态或能级不再具有晶体的类似性。这就是说,在实际的电介质材料中,低能激发及其有关的态本身就是问题,这些态(为方便称为关联态)必定涉及大量的坐标,能够包括核、键、电子或某些原始合成物的坐标,并且,这些坐标处在复杂的相互作用之中。描述这些关联态所要求的哈密顿量要么不能具体地写出来,因为不知道相互作用;即使能够写出来,也是非常复杂的,甚至超出了机器计算的能力。那么,为了获得这些关联态的能量结构及其特征,我们的办法是什么呢?这里遇到的情形类似于二十年前在研究复杂核以及复杂原子的激发态的精细结构时一些研究者所面临的困难。在复杂核的情形中,哈密顿量是不知道的,并且,核之间复杂的相互作用无法计算激发态的能级。这个看上去不可克服的困难由 Wigner 攻克了,他根据系统的系综提出了核能级统计理论的设想,考虑哈密顿量(系统)的一个系综。哈密顿算符用矩阵表示,矩阵元是随机变数。那么,这个复杂系统的能级的统计行为由此矩阵的本征值行为所模拟。Wigner 用了一个出色的猜想开创了能级的统计理论,即在一个具有平均间隔 D 的长系列能级中,能级间隔 S 的几率密度函数由下式表示^[5]:

$$P_{\omega}(t) = \frac{\pi}{2} t \exp\left(-\frac{\pi}{4} t^2\right), \left(t = \frac{S}{D}\right) \quad (5)$$

此式与后来 Gandin 和 Mehta 用严格的解得到的结果相比,完全一致。包含了随机分布矩阵元的对称的实数哈密顿矩阵的 Wigner 理论模型,其所作预言,已经与 Th^{234} 和 U^{238} 中共振能级的能级间隔分布的统计性质进行了比较,实验数据与理论结果(5)的一致性是相当好的。正如 Wigner 所说,重要的物理现象是“能级的排斥”,这就造成在较小的 t 时,几率密度随 t 线性变化;而对较大的 t ,则近似为高斯分布。Dyson 通

过群论处理并引入循环系综大大地促进了这个理论的发展。对我们来讲,特别的意义在于他发现,当把一个复杂系统的能级,看成与随机对称的高阶么正矩阵的本征值是等价的统计形式时,两能级的关联函数为^[6]

$$R_2(\epsilon_1, \epsilon_2) = 1 - \{S(r)\}^2 - \left\{ \int_r^{\infty} S(t) dt \right\} \cdot \{dS(r)/dr\}, \quad (6)$$

其中 $S(r) = \{\sin(\pi r)/\pi r\}$, $r = |\epsilon_1 - \epsilon_2|$, 能量单位的选取恰好使平均能量间隔为 1。 $R_2(\epsilon_1, \epsilon_2)$ 表示在两个邻近的 $(\epsilon_1 + d\epsilon_1)$ 和 $(\epsilon_2 + d\epsilon_2)$ 的每一个中找到一个能级的几率,所有其它能级是看不到的。对于较小的 r ,

$$R_2(\epsilon_1, \epsilon_2) \sim \frac{\pi^2}{6} |\epsilon_1 - \epsilon_2|, \quad (7)$$

它与激发能量 $|\epsilon_1 - \epsilon_2|$ 保持线性关系,这也是 Wigner 分布(5)的一个共同特点。

在电介质材料中,考虑关联态的任意低能级激发时,我们要采用能级统计理论的这些结果。作为一个直接的推论,具有能量 ϵ 的关联态激发态密度 $N(\epsilon)$ 在足够小的 ϵ 时与 ϵ 保持线性关系。

那么,在凝聚态电介质中,这些关联态及其激发是什么呢?可以举一些例子,如果包含电子坐标,关联态是弱键和强键的集合;当着弱键和强键的这个集合与自陷电子、杂质电子、乃至费米能级上的电子处于平衡时,可以想像一个更复杂的关联态。后一种可能性已经出现在像肖特基势垒,金属-绝缘层-半导体器件, p-n 结等这样一些界面上。如果包含离子坐标,关联态是一团相互作用的离子,最明显的例子是 Na β -氧化铝中的 Na 离子。当着体系包含分子坐标、分子键、侧链、孤立对和分子-分子相互作用时,也能举出类似的关联态例子。类似于聚合物这样的复杂体系,可能要用上述那些坐标的某种组合来定义关联态。关于关联态的进一步讨论,可在早期的一些刊物中找到,这里不再重复。应该指出,我们列举的例子并不是包罗无遗的。每一种关联态往往在某些局部能量极小的配位处包含了大量的坐标,这些关联态之间的跃迁必然要求以隧道方式越过势垒,那么,关联态的激发用隧道模型解释是合适的。在高端以及我们感兴趣的低频 ($\omega/2\pi < 10\text{GHz}$) 范围以外,在各种材料中,通过几种实验手段,借助隧道模型,已经直接观察到关联态的激发。说形象点,如果我们把关联态的激发比做一个大冰块,那么,在高端 ($> 10\text{GHz}$),实验上直接观察到的那些关联态激发相当于冰块露出水面的顶部,而浸在水中的部分正是我们的模型要集中处理的低能关联态激发。

红外发散

红外发散虽然在物理上一般观察不到,但在某些

情况下,已经注意到红外发散是一个非常重要的过程。最熟悉的情形在量子电动力学中,红外发散以快荷电粒子的 Cevenkov 辐射出现。在固体物理领域中,认为金属的 X 射线吸收边的独特形状是红外发散的一个例子^[1]。呈现红外发散现象的体系的共同特点是:(1)哈密顿突然变化;(2)可以利用体系的低能激发以及体系对于受这些低能激发的发射和吸收所支配的突然势能变化的响应。在时间范畴内,这种现象是系统对那种势能突变的瞬态响应。只要势能突变 V 激发或去激发某些低能的激发,红外发散就会出现。激发能量为 E 的态,密度 $N(E)$ 满足如下关系:

$$|V|^2 N(E) = nE, \quad (8)$$

n 为常数。在这种情况下,激发愈来愈小的能量,激发(或去激发)的几率愈来愈高。在频率范畴内这会引致这种响应按幂规律的发散。对于长时间,此响应函数的时间关系为 t^{-n} 。

在电介质中,引起极化的偶极子或荷电粒子以突然的方式改变取向或位置,这种具体跃迁发生的时间 $\tau_0 = 1/\nu_0$ 与低能关联态激发的时间特征相比可以忽略不计。那末,势能 V 突然作用在关联态上,电介质的低频响应是关联态经由激发和去激发的瞬态响应。回顾方程(6)和(7),低能关联态激发密度 $N(E)$ 与 E 保持线性关系,势能变化 V 与 E 无关。由此得出,关联态的红外发散响应条件(8)是满足的。关联态激发的平均数 $\bar{P} = |V|^2 \int_0^{E_c} N(E) dE/E^2$ 以对数形式发散,这里 E_c

代表关联态激发能量的上限。可以认为,超过此值,关联态激发密度——方程(5)不再与 E 保持线性关系。下面能看到,在关联态红外发散的激发和去激发情况下对于电介质响应的简单推导中,电介质响应受到很大的修正,特别是电介质的电极化率张量 $\psi_{ii}(\tau) = -\langle P_i(t)P_i(t-\tau) \rangle$ 。当做了对角简化,并满足经典的统计力学规律时(在有限温度下的电介质就是如此), $\psi(\tau)$ 简化成如下的时间关联函数:

$$\psi_{ii}(\tau) = -\beta \langle P_i(t) \dot{P}_i(t-\tau) \rangle_0, \quad (9)$$

其中 $\langle \dots \rangle_0$ 表示用平衡分布函数求平均, $\beta = 1/K_B T$, $\dot{P}_i(t-\tau)$ 是 $P_i(t-\tau)$ 对 τ 的导数。如果 $P_i(t)$ 取 $\pm P_0$ 中的任何一个值,并以突变跃迁速率 $W(\tau)$ 从一个值向另一个值跃迁,这里 $W(\tau)$ 可以依赖于时间, ψ_{ii} 便能容易地如下计算:

$$\psi_{ii}(\tau) = 2\beta P_0^2 W(\tau) \times \exp\left(-2 \int_0^\tau W(\tau') d\tau'\right). \quad (10)$$

物理

如果 $W(\tau)$ 是不依赖时间的常数 $W_0 \equiv 1/2\tau_0$ 。

$$\psi_{ii} = (\beta P_0^2 / \tau_0) \exp(-\tau/\tau_0), \quad (11)$$

这就是具有 Debye 弛豫时间 τ_0 的 Debye 响应。(11)式的傅里叶变换导出经典 Debye 电极化率——方程(1)。当着具有速率 W_0 的偶极子跳动跃迁伴随着关联态的红外激发和去激发时, $W(\tau)$ 的时间依赖关系是非常重要的。为了计算 $W(\tau)$, 我们假设 $\phi(\tau)$ 代表关联态对偶极子突然跳动的瞬态响应,使用同样含义的符号,

$$\phi(\tau) = \int_0^{E_c} |V|^2 N(E) [1 - \cos(E\tau)] dE/E^2. \quad (12)$$

\cos 项是由关联态的激发和去激发造成的。因为 $|V|^2 N(E) = nE$, $n = \text{常数}$, 可以算出 $\phi(\tau)$,

$$\phi(\tau) = n \text{Re}\{Y + \ln(iE_c\tau) + E_1(iE_c\tau)\}, \quad (13)$$

其中 $Y = 0.5722$, $E_1(ix)$ 是一个标准积分,当 x 取较大值时,积分为 0。Re 代表取实部的运算。现在,跳动跃迁速率受到如下修正:

$$W(\tau) = W_0 \exp(-\phi(\tau)). \quad (14)$$

由方程(14)和(10),当 $E_c\tau \gg 1$, 在足够长的时间下,我们得到

$$\psi_{ii}(\tau) = (\beta P_0^2 / \tau_0) e^{-nY} (E_c\tau)^{-n} \times \exp(-e^{-nY} \tau^{1-n} / (1-n)\tau_0 E_c^n). \quad (15)$$

可以看出,指数前面的项 $(E_c\tau)^{-n}$ 决定着偶极子电介质响应的初始时间依赖性,并且恰好是实验上观察到的 Curie-von Schweidler 定律(4)。在长时间 $\tau > \tau_p$ 时, ψ_{ii} 最后受指数函数的支配,其衰减由于时间轴的 τ^{1-n} 畸变而在时间上拉开, τ_p 为

$$\tau_p = \{(1-n)e^{nY} E_c^n \tau_0\}^{1/(1-n)}. \quad (16)$$

通过(15)式的数值傅里叶变换可以得到复电极化率 $\chi_{ii}(\omega)$ 。对于 n 的几种典型值,红外发散的例子画在

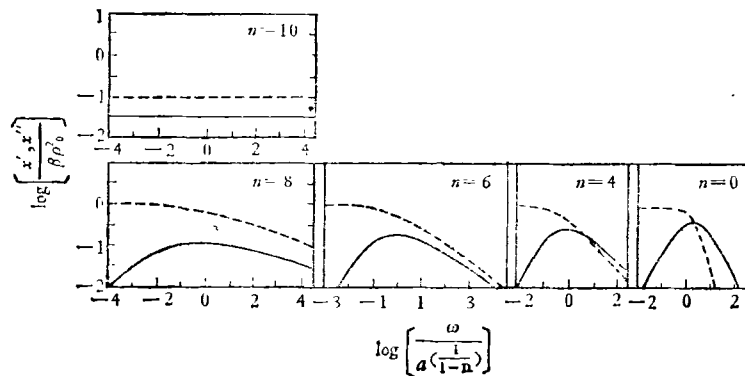


图3 对于几种不同的 n 值,我们的理论所预言 χ' , χ'' 的行为。注意,峰形状与 $a \equiv e^{-nY} / (1-n)\tau_0 E_c^n$ 无关,但明显依赖 n 。对于 $\log(\omega) < \log(\omega_p)$, 每个 $\log(\chi'') - \log(\omega)$ 图的斜率 m 连续由 0 变到 1, ω_p 代表峰的位置。对于固定的 $\log(\omega)$ 的衰减,即在具有 $\log(\omega/\omega_p) < 0$ 值并是固定的 ω 值, m 随 n 的增加而减小。鉴于这种性质,不应该画 $\chi''(\omega)$ 的最低可取频率测量的渐近线,而对那件渐近线的斜率加上普遍的意义

图3中。类似于图1中给出的偶极子材料电介质响应的实验形状。在 ω_p 接近 $1/\tau_p$ 的位置, $\chi''(\omega)$ 有一个峰值,以峰的高频一侧具有(3)式的 ω^{n-1} 的依赖关系,而斜率 $d(\ln \chi'')/d(\log \omega)$ 的低频一侧从0连续地增加到1。如果 τ_0 是具有真正激活能 E_A 的温度激活时间,以致 $\tau_0(T) = \tau_\infty \exp(E_A/K_B T)$,并且如果 n 和 E_c 都与 T 无关,那末,我们的模型预言,

$$\omega_p = 1/\tau_p \propto \exp(-E_A^*/K_B T), \quad (17)$$

其中 $E_A^* = E_A/(1-n)$ 。因此,实际观察到的“激活能”只是表观激活能 E_A^* 。当 T 变化时,正是 E_A^* 影响 χ'' 的峰值沿频率轴横向漂移。

现在,我们从经验上已经证明,只要实验损耗峰在峰的高频一侧具有一样的 ω^{n-1} 的依赖性,那么这些损耗峰的形状近似地相同。自然要问,用我们的模型所预言的 $\chi'(\omega)$ 和 $\chi''(\omega)$ (如图2)与实验数据比较的结果如何呢?前面已经提到,一致性是非常好的。

有价值的是我们从微观上推导的电介质响应函数 $\psi_{ii}(\tau)$ 的表示式(15)已经证明与新近由Williams和Watts从经验上提出的表达式有一样的形式。他们建议把时间范畴的Debye响应从 $\psi_D(t) = d\{\exp(-t/\tau_0)\}/dt$ 修正到

$$\psi(t) = d\{\exp[-(t/\tau_0)^\beta]\}/dt. \quad (18)$$

在Debye响应的时间范畴中的这种修正本质上与Cole-Cole和Cole-Davidson在频率范畴中的修正是一样的,都是为吻合实验数据而提出的有效的经验公式,但缺乏微观物理基础。我们推导的结果类似于Williams和Watts早期提出的经验公式(18)是一种值得高兴的巧合。然而,除了形式上的类似性,还存在着重要的差别。Williams和Watts的经验公式(18)假定损耗峰出现在真正的弛豫频率 $\omega_0 = 1/\tau_0$ 。并且,如果 τ_0 有真正的激活能 E_A ,整个损耗峰以及损耗峰的频率 ω_0 以 $\exp(-E_A/K_B T)$ 的形式漂移。而我们的表达式(16)预言,损耗峰在

$$\omega_p = \{(1-n)e^{nT} \times (E_c \tau_0)^n\}^{1/(n-1)} \omega_0, \quad (19)$$

这与 ω_0 截然不同。而且,像方程(17)一样, ω_p 随表观激活能 E_A^* 漂移。当解释实验数据时,这些细微的差别会有重要的含义。

我们在这里提出的处理电介质弛豫的方法也适用于机械弛豫,实际上,我们在汇集电介质的损耗数据时也选取了两组有代表性的机械损耗数据,证明了我们的模型的普遍适用性。

在跳动电荷粒子、电子、离子或自陷载流子起主要极化作用的那些电介质中,即使降到探测的最低频率,

也常常找不到损耗峰。这种电介质损耗也遵从经验规律(3),即 $\chi''(\omega) \propto \omega^{(n_1-1)}$ 。与偶极子跃迁不同,跳动跃迁的电荷载流子不只是包含两个择优的位置。在这种情况下,低频电介质损耗峰简单地正比于低能关联态激发的几率。采用像关联态方程(13)一样的时间响应函数 $\phi(\tau)$, $\chi''(\omega)$ 正比于 $\exp[-\phi(\tau)]$ 的频率傅里叶变换。并且,经验规律(3)可以从我们的模型得来。实验上,随 ω 的增加,常常是第二个经验规律 $\chi''(\omega) \propto \omega^{(n_2-1)}$ 占优势,式中 $0 < n_1 < n_2$ 。图1中最左边的方块正好说明这种行为。 $\chi''(\omega)$ 的较高频率 $\omega^{(n_2-1)}$ 的依赖性有可能起因于观察不到其损耗峰的偶极子过程,所以观察不到是因为来自跳动电荷的急剧增长的 $\omega^{(n_1-1)}$ 贡献在峰频率占优势。

到此,我已给你们介绍了凝聚态低频电介质响应的一些非常普遍的特征,并提出了简单的理论,理论基于很基本的原理并适用于任何物理和化学类型的电介质,不论是体内还是界面。理论预言不仅与实验数据非常一致,而且对电介质测量的解释有深远意义。针对电介响应的这种情形,自然会提出下列问题:在凝聚态中,其它的低频(长时间)涨落,弛豫和耗散现象也有类似的普遍特点吗?如果有,那么这些现象之间有什么联系呢?当把我们提出的关联态红外发散的激发和去激发理论模型推广到处理其它现象时,也会像处理电介质响应一样地成功吗?对这些问题的回答是肯定的,图4概括了我们的理论模型的广泛用途。

(本文后半部分包括该理论在瞬态电输运、瞬态电容、深能级瞬态能谱、核磁共振、产生-复合噪音,电压噪音,绝缘体电介质的电压噪音和闪烁1/f噪音的具体应用,因篇幅有限而从略。)

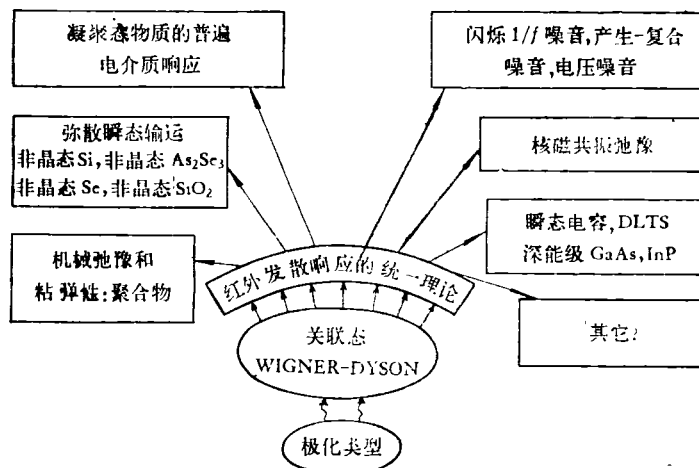


图4 包含在模型中的物理思想及对于许多低频(长时间)涨落,弛豫和耗散现象的统一理论的示意图

参 考 文 献

- [1] A. K. Jonscher, *Nature*, 267 (1977), 673.
- [2] K. L. Ngai, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 24 (1979), (下转第39页)