

介电极化新概念——边界屏蔽理论*

李景德 陈敏 李智强

(中山大学物理系 广州 510275)

摘要 熟知的介电极化只是一种快效应,还有一种慢效应.慢极化效应使电介质的极化偏离了麦克斯韦方程组描述的规律,引入边界屏蔽电荷的概念来描述介质的极化过程,可以回避电介质内部复杂的电位移运动,从而能用屏蔽电荷激发的量子统计理论来说明驻极体和铁电体的许多性质.

关键词 电滞回线,极化子,慢效应,边界条件

A NEW CONCEPT OF DIELECTRIC POLARIZATION
—THE THEORY OF BOUNDARY SCREENING

LI Jing De CHEN Min LI Zhi Qiang

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

Abstract The dielectric polarization as commonly known is only the fast effect. However, there are also slow polarization effects, which can not be described using Maxwell's theory. For the description of both fast and slow polarizations, a concept of boundary screen charges is introduced to avoid the complex electric displacement in dielectrics. Using quantum statistics, the excitation theory of screen charges can explain many properties of electrets and ferroelectrics.

Key words hysteresis loop, polaron, slow effect, boundary condition

1 慢极化效应

1982年,作者的实验室发现电介质中存生一种奇怪的效应:当外加作用变化后,它的衰减要持续数小时乃至数天才逐渐缓慢地趋向平衡值.为区别起见,称电介质中已熟知的各种效应为快效应,而称新发现的为慢效应^[1].实验表明,快效应和慢效应同时出现于介电、压电和热释电等电介质的各种效应中,快极化效应和慢极化效应同时出现于晶体、陶瓷、聚合物和液体等各种形态的电介质中.作者的集体及其国内合作者关于慢效应的研究,在国内外发表的文章已近200篇.下面对介电极化中有关慢效应的问题作综合的评述.

一个填满电介质的电容器,当以外电压 U 对其充电时,出现的电荷 $Q = CU$, C 为电容量.无论充电或放电要持续多长时间,总能将 Q 值精确测出,而且与充电或放电过程测得的 Q 值相等,因为电荷

应守恒.由此得到的电容 C 和极间为真空时的电容量之比就是极间介质的介电常数.因为测量按严格的静态定义,故所得为静态介电常数 ϵ_s .现代的测量都偏爱使用正弦信号,以足够低的频率测出上述同一个样品的介电常数,记为 ϵ_f .结果发现,即使频率低至5 Hz甚至更低,总有 $\epsilon_f < \epsilon_s$.记 $\epsilon_L = \epsilon_s - \epsilon_f$,称为慢介电常数,而称 ϵ_f 为快介电常数.类似地,静态压电常数和静态热释电系数也都可以分出其中的快效应和慢效应的两个部分.

曾经无选择性地对数百种常见电介质作过测量,未曾发现有比值 ϵ_L/ϵ_f 小于千分之一的电介质.在现代用于电容器的一些介质中,此比值可以上百.特殊情况下例如对于水,曾经用国内外半导体工业中的去离子水做过测量,此比值竟可以达到正或负无限大.已经查明,这是由于水中的极谱电流^[2]所引起,使得水好像不存在一个确定的静态介电常数.

* 1999-05-07收到初稿,1999-08-05修回

玻璃也出现类似情况.这表明电介质的极化行为不是孤立的,它可通过慢极化效应和介质中的其他效应相联系.

当频率不太高时,麦克斯韦的电磁运动普遍理论可归结为正弦信号电路中常用的电路方程.根据电阻、电容、电感的电路方程设计出来的电子测量仪器不能觉察 ϵ_1 提供的慢极化效应的存在,表明现有的电动力学基本理论不适用于慢效应.1957年,久保在统计力学基础上提出的线性响应理论^[3]证明:当外加作用以角频率 ω 变化时,宏观体系的线性响应也以同频率作正弦变化.60年代发展起来的非平衡态热力学也得出了同样结论.测量证明,快 ϵ_f 和慢 ϵ_s 提供的效应都是线性的,即静态介电常数和测量电压无关.但当外加电压为正弦变化时,只有快 ϵ_f 提供的极化电流按同频率作正弦变化,而慢极化电流失去正弦特性,可见现有统计热力学理论在慢效应中也是不适用的.

技术应用中已觉察到慢效应的存在^[4],例如以压电材料为驱动器的扫描原子探针的分辨力决定于慢压电效应.但国内外材料研究中尚未找到描述和利用慢效应的方法,因为物理原理上尚缺依据.

2 宏观物质结构级别

实验已证明,慢效应和宏观物质结构级别有关^[5].结构级别的概念源自高分子有机化学,原来只是一种习惯经验的划分.作者对结构级别的概念进行了严格的数学上的定义,并推广至无机物,就能统一说明快效应来自宏观物质的一级结构,而慢效应则来自二级和三级结构.

一级结构定义为宏观物质中原子或小分子的理想规则排列,例如一个单畴化单晶、由碳原子在平面上排成锯齿状的高分子链等.理想气体的一级结构为完全混乱,在统计热力学中,完全混乱也是一种理想的规则,故统计热力学是用来研究宏观物质的一级结构的.

传统地用几何学的方法来描述一级结构的形变,这显得太初级了.在凝聚态理论中,经典力学的函数分析方法已提高到量子力学的泛函分析方法,泛函是函数的抽象.代数方法也已提高到抽象代数,广泛应用于晶体的群论就是抽象代表的一个最简单的分支.从发展角度看,几何方法也应提高到抽象几何,数学上的拓扑学就是一种抽象几何学.在一级结构的拓扑形变中,容许键长和键角作微小变化,也容

许结构的面积和体积作连续变化.几何学研究图形的刚性运动,拓扑学研究图形的弹性运动.因此,可定义体系的二级结构为一级结构的拓扑形变.一条锯齿状长分子链拓扑形变成各种蜷曲状,属于二级结构.一个单畴单晶中其他取向的体积本近零的电畴,其体积可以连续增大直至出现多畴花样,铁电畴结构就是二级结构.定义多个二级结构的聚集方式为三级结构,例如多个蜷曲的长分子组成塑料,多个铁电晶粒聚集成陶瓷.在生命物质中可以出现高于三级的结构,在复合材料中也可以有高于三级的结构.

上述定义既可以和有机高分子化学的习惯相一致,也保证了观察到的慢极化效应均来自二和三级结构.例如,实验证明铁电单晶中电畴运动提供的是慢极化讯号^[6],而且还可以说明,无论在聚合物^[7]或陶瓷^[8]中,当一级结构发生转变时,介电常数倒数出现随温度的线性软化,而二或三级结构发生转变时,介电常数倒数出现抛物型软化,从而使得关于结构转变的软模理论得以推广.关于结构级别的上述严格的推广定义分别说明了快和慢效应的本质.一级结构是宏观均匀的,有唯一的平衡态,故现有电动力学和统计热力学理论可以适用.而拓扑形变使得二和三级结构有无限多个平衡态,不同平衡态的宏观性质可以不同,严格地说,这许多平衡态中有些是亚稳态.在足够长时间内可以稳定存在的亚稳态可近似视为平衡态,这些不同的平衡态能将样品经历的历史记存下来.高聚物的性质和它的全部热力学历史有关,已为众所周知.在压电陶瓷中,正是它记存下来的人工极化历史提供了技术应用.二和三级结构花样提供了样品的历史记忆效应.但是现有物理学理论从未处理过历史记忆效应.

为了回避复杂的二和三级结构,可以只考虑电容器充电或放电过程中电荷 Q 随时间变化的规律.按不同微观极化机构的响应时间以及动力学性质的区别,从 Q 中分出各种快和慢极化贡献的成分,称这种方法为时域介电谱方法,由此建立的时域谱和微分时域谱理论取得了和实验完全一致的结果^[9].时域谱方法已成为获得各种二和三级结构运动信息的有力手段.

3 铁电性热力学理论的失败

为了说明现有的物理学原理在涉及二和三级结构时的失败,可用铁电性的热力学理论为例.图1中

点线为具二级相变的铁电体的电位移 D 随外电场 E 的变化曲线,短划线为一级相变铁电体的曲线,这种热力学理论曲线见诸于所有有关著作.其中斜率为负的部分对应于不稳定状态.当外场变化使 $D(E)$ 的点沿箭头方向变化碰到不稳定态时,就经点划线跳到斜率为正的稳定态,从而给出理论电滞回线.

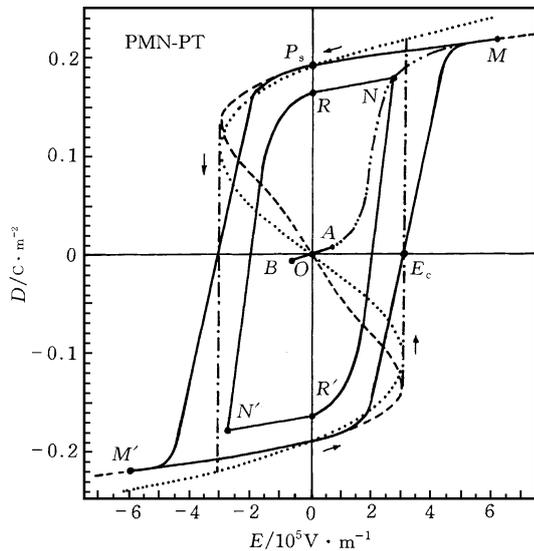


图1 理论和实验电滞回线

(点线:二级相变理论;短划线:一级相变理论;点划线:理论回线的跳变;黑线:实验回线;双点划线:实验极化曲线)

50年代初,热力学理论能给出图1中大致的回线形状,无疑是一个进步.但是,热力学理论还未能说明不同的铁电单晶和陶瓷的电滞回线形状何以有通常能看到的那样大的差别.同一个 c 切片钛酸钡单晶,当其厚度磨薄了以后其回线形状也有显著变化^[10],更是理论无法解释的.此外,理论不能说明交变电场振幅小于图1的 E_c 时会有什么结果.图1中的黑线是铌镁酸铅和钛酸铅(PMN-PT)固溶体单晶的实验电滞回线,其形状和理论相差甚远.当测量交变电场振幅变化时可得到一个套一个的大小回线,当外场振幅足够小时,回线退化为图1的直线段AOB.各回线顶点连成的图1的双点划线,称为电极化曲线,热力学理论都无法解释.

上面还只是含糊其词的比较.热力学往往被误解为可以采取含糊其词的方法,实际上统计热力学是概念明确、推导严密的方法.图2画出了具有畴结构的铁电单晶,二级结构使它成为一个宏观不均匀系.统计力学说明了热力学量应是均匀系的微观平均值,但图2中的箭头表明晶体的电位移 D 在各电畴中并非相同,而电畴尺度可以是宏观的.通常含糊

其词地认为图1中的纵坐标可以看成是不同宏观部分的电位移的平均值,但这就完全离开了统计热力学的适用范围.平衡态统计热力学并非研究性质不相同的各宏观部分的平均值.60年代建立起来的非平衡态统计热力学^[3]讨论的才是宏观不均匀系,但也只研究了如何应用第二定律的熵增加原理说明体系趋向均匀的规律.图2给出的体系本身可以是稳定的,并不会趋向均匀.故现有的非平衡态统计热力学也未研究过铁电性的有关问题.就是说,传统研究铁电性时只要引进电位移概念,在统计热力学上就犯了一个原则性严重错误.

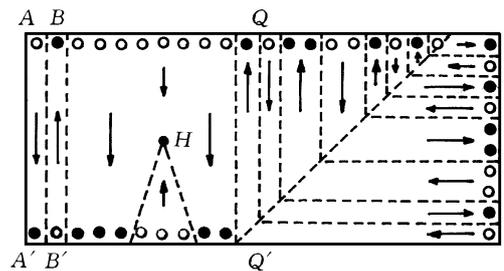


图2 铁电单晶中的畴结构

(黑点:负屏蔽电荷;空点:正屏蔽电荷)

铁电晶体边界面上都有屏蔽电荷.图2的一个表面上的总屏蔽电荷为 Q ,另一个面的为 Q' .电中性的平衡条件要求 $Q' = -Q$.在铁电相变中,用时域介电谱方法可以观察到屏蔽电荷的激发信号^[6].在电滞回线测量中实际上测出的是在图2晶片两面加电极后,外电压 u 引起的 Q 的变化,这时并无必要引入电场和电位移的概念,因为外电压使每个屏蔽电荷的能量增加了 eU ;只要认为屏蔽电荷的激活要跨越具有不同分布形式的位垒,就可利用费米统计计算出具有各种形状的电滞回线.

4 表面束缚极化子偶

前面在讨论介电极化时为说明慢效应而放弃极化强度的概念,引进极化屏蔽电荷新理论,在时域介电谱方法中取得了很大成功.接着又在铁电性问题上指出,必须放弃电位移而引进铁电屏蔽电荷新概念,才能在理论上说明各种铁电体为什么可以有形状差别甚大的电滞回线.因此,屏蔽电荷处于怎样的微观状态,成了电介质物理学中的基本问题.1991年,作者曾通过实验证明它处于表面束缚极化子状态^[11].但是电介质可以是液体、聚合物、陶瓷或晶体,怎样才能将源自离子晶体中的极化子概念推广到各种电介质,成为一个复杂的问题.

图 3(a)画出了一个离子晶体.图中实线圆为正离子,虚线圆为负离子,格网的交点表示离子的平衡位置.若某格点上多了一个电子,则正离子被吸引、负离子被排斥而离开平衡位置,所形成的晶格畸变可产生一个位阱,反过来使电子的能量降低,称为电子的自陷.电子将带着这种晶格畸变一起运动而成为极化子.图 3(a)的小黑点表示它的电子云分布.图 3(b)用能带图像描述,由电子形成的负的极化子

在导带底部以下产生极化子能带;由空穴形成的正极化子则在价带顶部以上产生一个极化子能带.当电子或空穴和晶格之间的相互作用较强时,极化子能带变窄,最后成为分立的局域能级,如图 3(c)所示,这时极化子只能借助于热起伏能量的激发在相邻局域能级之间跳跃式运动.在运动中若碰到陷阱能级,它将被俘获而成为束缚极化子,见图 3(d).束缚极化子不再能跳跃运动.

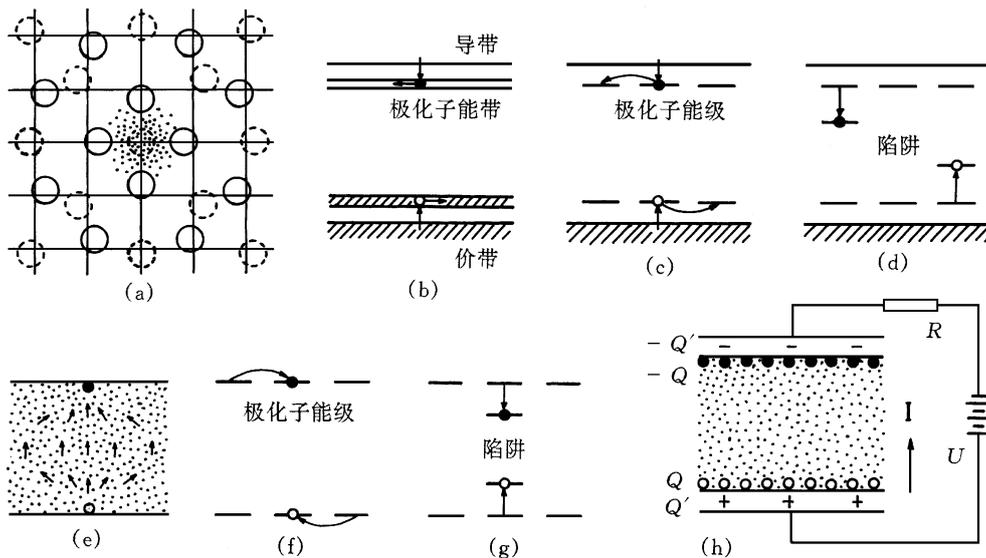


图 3 表面束缚极化子偶

(a) 离子晶体中的极化子; (b) 极化子能带; (c) 极化子局域能级; (d) 束缚极化子;
(e) 表面极化子偶; (f) 非晶态极化子能级; (g) 非晶态束缚极化子偶; (h) 表面束缚极化子偶

当一个极化子位于介质表面时称为表面极化子.若有正负一对表面极化子出现于介质的两个表面,则彼此的引力将使之处于图 3(e)的位置而形成表面极化子偶,图中的小箭头指出它所引起的介质内部的电极化位移.图 3(f)为表面极化子偶的能级.因为电介质中可能根本不存在能带,故表示导带和价带的部分不再画出,但体系中正负电荷的微观能级总存在,特别是如果出现一对陷阱能级,则可得图 3(g)的表面束缚极化子偶状态.

图 3(h)描述了利用加在介质表面的电极上的外电压 U 来造成上述一对陷阱能级,黑点代表负的表面束缚极化子,空点为正的束缚极化子.两者成对地出现而成为表面束缚极化子偶,每个表面上出现的电荷为 $\pm Q$.这时两电极上还有电荷 $\pm Q'$, $Q' = C_0 U$, C_0 为两极间没有介质时的电容量.这样一来,电介质的极化问题被看成是外电压产生 $\pm Q$ 的表面束缚极化子偶,不必再问过介质体内的极化强度,因为只要将 $\pm Q$ 看成是介质的组成部份,则

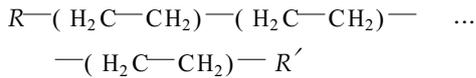
介质的总电偶极矩为零.传统地将 $\pm Q$ 看成存在于电极中,因为电极与介质必须有良好的电接触,电荷在电极与介质之间应能自由流动,故视 $\pm Q$ 位于介质表面是等效的,但这么一来就回避了介质内部结构的复杂性.

对于快极化效应,可认为介质表面对 $\pm Q$ 没有陷阱能级,或只有浅束缚能级;对于慢极化效应,可认为是深束缚能级的贡献;对于铁电性,可认为是 $\pm Q$ 填充了晶体表面的基态能级.图 3(h)还画出了外电压在介质中产生的电流 I .在传统讨论的快极化效应中,不必考虑这个电流,但它会影响慢极化趋向平衡的动力学过程^[9].

5 边界屏蔽在理论和应用上的意义

在聚乙烯的一级结构中,聚合反应时必须有一自由基 R 打开乙烯分子 H_2C-CH_2 中的双键,才能逐个地将各分子连成锯齿状碳链,直至碰上另一

个自由基 R' ,才能成为一个一维的稳定有序结构:



在这个一维的一级结构中, R 和 R' 起了边界屏蔽作用,两者只要缺一,就会使结构成为不稳定.不仅如此, R 和 R' 还不能都是 H ,否则就不再是聚乙烯而变成正烷,若其中含有 $N(>10)$ 个 C 便是正 N 烷.石油的主要成分就是含有不同个 C 的各种正烷及其同素异构物.因为拓扑形变不会改变体系的维度,故聚乙烯之类的宏观物质是一维晶体.有关晶体的一切理论都可用于此类长分子链,因为一维比三维在数学上的处理更简单,故国内外学者还能具体地计入 R 和 R' 对一维晶体理论的贡献^[12].此类物质的二级和三级结构还可以使聚合物的某些局部中的分子链有较规则的排列,而形成所谓晶化.但晶化不是一级结构,一般的晶体理论不适用于晶化区.

一个单畴化铁电单晶是三维的有序化一级结构,表面束缚极化子偶的边界屏蔽作用保证了体系的稳定结构.实验表明,只要表面束缚极化子偶的数目偏离热平衡值的千分之一左右,其电场便足以引起击穿^[13],电击穿的结果使这个数目恢复为平衡值,有时还会导致晶体的破裂或粉碎,对于一般的晶体,曾由同一个晶格振动方程出发对不同的边界条件作过具体计算.真实晶体总是有限尺寸的,其边界上的原子没有受到边界以外的作用,称为自由边界条件,这时,若键长力系数减小或键角力系数增大,将使较大尺寸的晶体变得不稳定;但较小尺寸的晶体尚能稳定^[14].若像传统的晶体理论那样采用循环边界条件,就相当于对真实边界上的原子的振动附加了边界以外的某种屏蔽作用,这时,只要仅有一个晶胞大小的晶体能够稳定,则具有任意大小尺寸的晶体都成为稳定的结构.晶体结构的不稳定在晶格振动中表现为出现软模,这说明附加的边界屏蔽作用会导致失去软模.

以上用一维和三维晶体为例说明了边界的屏蔽作用关系到一级结构的稳定或不稳定.从本世纪初开始建立晶体理论至今,为了采用平移群数学方法,一直在引入无限边界或循环边界条件,这在导电等理论上虽已得到很大成功,但由此而产生了多少错误的结果,很值得考虑.至少,这种理论无论如何不能解决铁电起源问题,因为这时无法计入边界面上正负屏蔽电荷的作用.

边界屏蔽理论在应用上的意义,目前还只限于由此建立起来的时域谱学方法.材料中二级和三级

结构的历史记忆效应使以频率为参数的频域方法在较低的频率范围完全失去意义,这时只能用时域方法检测宏观物质中的微观运动信息.根据时域谱理论^[9],不同的极化机构对静态介电常数的贡献可分解为有限的 N 个分量,记为 $F_i \varepsilon_i (i=1, 2, \dots, N)$; $\sum F_i = 1$, F_i 就是第 i 个机构的成分,它在充放电测量中提供的电荷为 $Q_i = F_i Q$, Q_i 在电容器充电或放电过程中随时间 t 变化.在微分时域谱理论中证明了 Q_i 对时间对数 $\ln t$ 的微商 q_i 有如下的标准形式

$$q = F Q_s a x^a \exp[-x^a], \quad x = t/\tau.$$

式中给出的是 t 坐标轴上的一个峰,而第 i 个峰的位置为 $t = \tau_i$ (τ_i 为响应时间). Q_s 为静态 ε_i 提供的总电荷,由峰的高度可定出 F_i ,由峰的形状可定出 a_i ,称之为线型参数,它标志了微观运动的动力学过程.因此,在充放电过程中测出 Q 随 t 的变化并对 $\ln t$ 求微商,就得到一系列共 N 个峰;称 F_i, τ_i, a_i, N 为时域参数.若规定按 $\tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_N$ 的次序排列各分量,则 $i=1$ 就是快分量,其余为慢分量.若充放电电路的电阻为 R ,快电容 $C_1 = \varepsilon_1 C_0$,则恒有 $a_1 = 1, \tau_1 = RC_1$.一般地, C_1 很接近等于用低频测得的样品的频域电容 C_F .若时间分辨率为 $10\mu s$,持续测量 $10h$ 则时间尺度覆盖共 9 个数量级,故根据 τ_i 的不同,可分辨出至少 $N=5$ 个峰,从而得到远超过频域介电谱方法能得到的关于微观运动的信息.经过标定,此法能检出汽油中含有硫等千万分之一的杂质,而且检测不必取样,可将测量电极装入炼油厂的管道内几乎实时地进行^[15].利用慢极化效应还有可能做成一种新型固体蓄电池^[16],但初步得到的功率和能量尚小.

6 结束语

相对于流行的凝聚态理论,边界屏蔽理论还是一种离经叛道的思想.但是它来自实验,说明了现有其他理论无法说明的许多结果.重要的是,它暴露了现有四大力学的物理基本原理的弱点;这涉及到处理因果律的方法.现有物理学中几乎全部原理的正确性均依赖于假定下列简化因果律成立,即假定时间 $t=0$ 的初条件完全确定了 $t>0$ 的未来,而考虑未来就不必过问 $t<0$ 的过去.严格的因果律则假定:未来决定于过去,但过去与未来无关.宏观物质的二级和更高级结构提供了历史记忆效应,使得考

虑未来时不仅要计及 $t=0$ 的初条件,还要计及 $t < 0$ 的历史留下的各种影响^[17].边界屏蔽理论只是物理学由简化因果律向严格因果律发展和提高的开始.

近半个世纪以来,越来越多的人产生了一种偏见,认为物理学的基本原理已发展到了完美无缺的最后境界,边界屏蔽理论像投进一潭死水的石子,扰乱了自我禁锢的美梦,而这些石子是一群顽皮的中国土孩子投出去的.发现铁电性已经 80 年,而在所有铁电性理论中,甚至还没有学者敢想过去计算铁电体的自发极化强度.然而 20 年前利用边界屏蔽理论就能简单到难以置信地计算出了一些铁电体如铌酸锂、钽酸锂、钛酸铅、钛酸钡、磷酸二氢钾的自发极化强度依次为 69, 46, 53, 25, $4.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, 和实验值一致.只因这种思想过于离经叛道,要受到正统的学者的谴责而未能公布.经过作者的集体及其国内合作者先后有上百人参加过的坚持了 20 年的基础研究,现在已经有了多方面足够的实验证据为后盾.有关的计算方法可望能在近期发表,只要承认边界屏蔽理论,这种计算连中学生也足以胜任.

参 考 文 献

[1] 李景德.物理学报,1984,33(11):1563—1568
LI Jing-De. Acta Physica Sinica, 1984, 33(11): 1563—1568

[2] 于少萍,陈敏,沈韩等.中山大学学报,1998,37(3):68—71
YU Shao-Ping, CHEN Min, SHEN Han *et al.* Acta Sci. Natur. Univ. Suny., 1998, 37(3): 68—71 (in Chinese)

[3] Kubo R, Toda M, Hashitsume N. Nonequilibrium Statistical Mechanics. 3rd. ed. Berlin: Springer-Verlag, 1985. 110—166

[4] 李小玲,周镇宏,邓颖宇等.无机材料学报,1996,11(2):337—342
LI Xiao-Ling, ZHOU Zheng-Hong, DENG Ying-Yu *et al.* J. Inorganic Materials, 1996, 11(2): 337—342 (in Chinese)

[5] 陈敏,于少萍,沈韩等.物理化学学报,1998,14(12):1108—1111
CHEN Min, YU Shao-Ping, SHEN Han *et al.* Acta Physico-Chimica Sinica, 1998, 14(12): 1108—1111 (in Chinese)

[6] 李景德,李家宝,符史流.物理学报,1993,42(4):674—680
LI Jing-De, LI Jia-Bao, FU Shi-Liu. Acta Physica Sinica, 1993, 42(4): 674—680 (in Chinese)

[7] 李景德,曹万强,王勇.物理学报,1997,46(5):986—993
LI Jing-De, CAO Wan-Qiang, WANG Yong. Acta Physica Sinica, 1997, 46(5): 986—993 (in Chinese)

[8] 李景德,陈敏,方传代等.物理学报,1999,48(4):721—728
LI Jing-De, CHEN Min, FANG Chuan-Dai *et al.* Acta Physica Sinica, 1999, 48(4): 721—728 (in Chinese)

[9] 李景德,陈敏,郑凤.中国科学,1996,A26(11):1044—1049
LI Jing-De, CHEN Min, ZHENG Feng. Science in China, 1996, A26(11): 1044—1049 (in Chinese)

[10] 李景德.物理,1981,10(12):736—739
LI Jing-De. Physics, 1981, 10(12): 736—739 (in Chinese)

[11] 李景德,陆夏莲,雷德铭.物理学报,1992,41(11):1898—1905
LI Jing-De, LU Xia-Lian, LEI De-Ming. Acta Physica Sinica, 1992, 41(11): 1898—1905 (in Chinese)

[12] 张乾二,林连堂,王南钦.休克尔矩阵图形方法.北京:科学出版社,1981.27—42
ZHANG Qian-Er, LIN Lian-Tang, WANG Nan-Qin. Graphical Method of Hückel Matrix. Beijing: Science Press, 1981. 27—42 (in Chinese)

[13] 李景德,陈少芬.无机材料学报,1988,3(1):9—15
LI Jing-De, CHEN Shao-Fen. J. Inorganic Materials, 1988, 3(1): 9—15 (in Chinese)

[14] 李景德,陆夏莲,李家宝.中国科学,1991,A(6):614—621
LI Jing-De, LU Xia-Lian, LI Jia-Bao. Science in China, 1991, A(6): 614—621 (in Chinese)

[15] 邓人忠,郑凤,陈敏等.中山大学学报,1997,36(2):115—117
DENG Ren-Zhong, ZHENG Feng, CHEN Min *et al.* Acta Sci. Natur. Univ. Suny., 1997, 36(2): 115—117 (in Chinese)

[16] 雷德铭,符德胜,李景德.无机材料学报,1993,8(2):201—206
LEI De-Ming, FU De-Sheng, LI Jing-De. J. Inorganic Materials, 1993, 8(2): 201—206 (in Chinese)

[17] 李景德,曹万强,刘俊刁.物理学报,1998,47(9):1548—1554
LI Jing-De, CAO Wan-Qiang, LIU Jun-Diao. Acta Physica Sinica, 1998, 47(9): 1548—1554 (in Chinese)



作者简介

李景德,男,1932年4月出生.中山大学物理系教授、博士生导师;中国物理学会电介质物理专业委员会委员.主要从事电介质物理基础实验和基本理论研究.

E-mail: stsdpl1@zsunlink.zsu.edu.cn