

## 对垒半世纪：颗粒跃迁导电 vs 变程跃迁导电

林志忠<sup>†</sup>

(台湾交通大学电子物理系)

2021-06-25收到

<sup>†</sup> email: jjlin@mail.nctu.edu.tw

DOI: 10.7693/wl20210907

谁见幽人独往来, 缥缈孤鸿影。——苏轼《卜算子·黄州定慧院寓居作》

## 1 前言

如前一篇文章《变程跃迁导电复仇记》(《物理》2021年50卷8期553页)中所述, 在A. L. Efros和B. I. Shklovskii(以下简称ES)两人的修订版变程跃迁导电(variable-range-hopping conduction, 简称VRH导电)理论中, 预测在掺杂半导体导电的过程中, 电阻率对温度的依赖行为 $\rho \propto \exp(\sqrt{T_{ES}/T})$ , 式中 $T_{ES} > T$ ,

$T_{ES}$ 是一个和样品相关的常数,  $T$ 是样品温度。事实上, VRH导电理论是由N. F. Mott(莫特)首先提出的, ES两人则在莫特理论的架构中, 加入了电子—空穴库仑位能效应, 从而得到以上的电阻率公式<sup>1)</sup>。

很有趣而吊诡的却是, 在由金属颗粒(M)和绝缘体(I)组成的复合物中, 当金属颗粒少, 绝缘体量多时, 电阻率也出现与上式完全一致的 $\rho(T)$ 特性, 以致难以判定导电机制是否来自ES VRH过程。

亦即在金属占样品体积百分比 $x$ , 绝缘体占样品体积百分比 $1-x$ 的复合物( $M_xI_{1-x}$ )材料中, 如果 $x$ 小于逾渗阈值(percolation threshold)  $x_c$ , 则整个样品将会表现出绝缘体行为——随着温度逐渐降低, 样品的电阻率一路升高, 呈现 $\rho \propto \exp(1/\sqrt{T})$ 的行为。这种导电过程, 人们称之为“颗粒跃迁导电(granular hopping conduction)”, 简称GH导电。图1显示了一片铬颗粒膜的电阻 $R$ , 图2显示了一系列 $Ag_x(SnO_2)_{1-x}$ 颗粒膜的电导率, 两者在液氮温度至将

近100 K的大温度区间, 都表现出明确的 $\rho \propto \exp(1/\sqrt{T})$ 行为。

所以, 无序体系中的跃迁导电机制有三种: (1)莫特VRH导电机制; (2)ES VRH导电机制; (3)GH导电机制。前面两种VRH机制适用于掺杂半导体, 殆无疑义。最后一种GH机制是沈平于1970年代初期首先提出, 而于2018年修正的理论, 目标在于解释金属—绝缘体复合物的导电行为。因为金属—绝缘体颗粒复合物样品通常是由真空镀膜方式制作, 因此可以称为“颗粒膜(granular films)”。对GH导电过程而言, 颗粒膜通常属于三维系统, 即膜的厚度(微米)远大于组成样品金属颗粒的纳米尺度<sup>2)</sup>。

颗粒膜的制备: 1960年代由于真空镀膜技术的日渐进步, 以及各种应用需求的呼唤, 金属—绝缘体复合物, 尤其是颗粒膜的研究也日趋兴盛。在实验室制备的颗粒膜样品中, 金属颗粒通常为数纳米大小, 绝缘体则或为纳米尺度颗粒, 或为一层包覆住金属颗粒的或薄或厚的非晶态介电物质, 例如 $SiO_2$ ,  $SnO_2$ ,  $Al_2O_3$ , 或是金属颗粒表面的氧化层等。因此, 整个复合物样品的导电性质, 就取决于绝缘

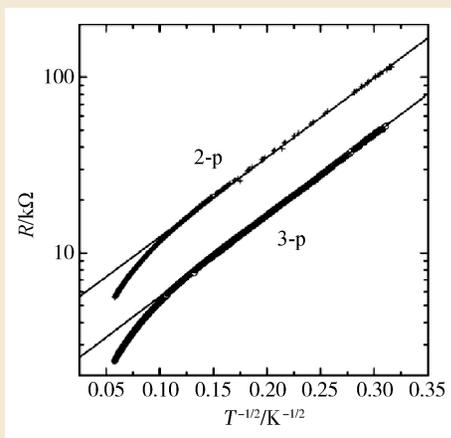


图1 非均匀铬颗粒膜(约10 nm厚)的电阻随温度下降而上升, 在约80 K以下呈现颗粒跃迁导电行为。图中“3-p”代表电流通过一片铬颗粒膜的电阻, “2-p”代表电流通过二片性质相近的串联铬颗粒膜的电阻(图取自林志忠教授实验室: 林永翰等. *Nanotechnology*, 2008, 19: 045711)

1) 笔者只见过莫特一次, 是1990年8月在英国伦敦帝国学院举行的“Localization 1990 Conference”国际会议上, 会议参加人数约150人。莫特当年85岁, 应邀演讲, 题目是“Localization, 1958—1990”, 随后他还亲笔写了一篇文章, 收录于会议论文集中。

2) 准确的说法应是, 若膜厚大于平均跃迁距离, 则属三维导电行为; 若膜厚小于平均跃迁距离, 则属二维导电行为。平均跃迁距离通常是温度的函数。

体颗粒的体积百分比或隔开金属颗粒的介电层的厚度。

## 2 莫特变程跃迁导电理论

VRH理论处理的是掺杂半导体中的杂质导电 (impurity conduction), 这些n-型(电子)或p-型(空穴)半导体的杂质是一个个点缺陷, 有它们各自的随机空间分布、(在费米能级附近一定范围内的)能级高低, 和类原子轨道般的局域态波函数。在低温时, 相邻的两个杂质能级间的能量差可能远大于热能  $k_B T$  ( $k_B$  为玻尔兹曼常数), 因此不利于发生热激发导电过程。此时, 费米能级以下的电子可以选择跳跃到稍微远一点的(处于费米能级以上的)未填满但是能量相对接近的杂质能级, 从而产生导电。然而, 杂质电子若要跳跃到相隔几个最近邻距离之外的未填满杂质能级, 两处局域波函数的重叠量会迅速减小, 因此不利于两处之间的量子隧穿行为。莫特的VRH理论考虑了鱼与熊掌得兼的最佳组合的可能性, 在寻找更远处的能量差更小的空能阶之际, 同时又不至于完全失去局域波函数重叠的情况下, 所得到的最大跃迁几率。——这的确是莫特的高瞻远瞩, 他把过去文献中两个互相独立的物理过程(热激发和量子隧穿)大胆地结合在一起了。

莫特首先假设杂质能态密度(单位能量、单位体积的杂质能态数目)  $D_M = 1/(\Delta E \cdot S^d)$  为一常数,  $\Delta E$  是杂质能级平均间距,  $S$  是杂质间的平均距离。样品的电导率  $\sigma = 1/\rho$ , 应正比于以上两项过程发生几率的乘积:

$$\sigma \propto \exp(-\Delta E/k_B T) \times \exp(-2\chi S) = \exp\left[-1/(D_M S^d k_B T) - 2\chi S\right], \quad (1)$$

其中  $\chi$  为隧穿系数, 即  $1/\chi$  是杂质局

域波函数的空间分布范围。因为  $\Delta E$  可以用  $S$  表示, 因此式中等号右边方括号内的和对  $S$  微分后的极值, 就给出了最可能的跃迁距离  $S_{0,M} = (d/2\chi D_M k_B T)^{1/(d+1)}$ 。将  $S_{0,M}$  代回(1)式, 就得到了莫特变程跃迁导电公式:

$$\sigma = \sigma_{0,M} \exp\left[-(T_M/T)^{1/(d+1)}\right] \text{ 或}$$

$$\rho = \rho_{0,M} \exp\left[(T_M/T)^{1/(d+1)}\right]. \quad (2)$$

$\sigma_{0,M}$ ,  $\rho_{0,M}$ ,  $T_M$  是和样品有关的常数。

## 3 ES变程跃迁导电理论

在前述理论中, 莫特未考虑库仑位能。1975年, ES考虑了当电子从一个费米能级以下的杂质能级  $E_i$  跳跃到一个费米能级以上的杂质能级  $E_j$  时, 在原处( $r_i$ )就留下了一个空穴, 而在抵达的地点( $r_j$ )则产生了一个电子, 这两者之间有电子—空穴静电作用, 因此这项库仑位能不能忽略。在低电子密度系统如掺杂半导体中, 库仑屏蔽效应很差, 电子—空穴作用越发重要。所以, 当电子要产生跃迁导电时, 需考虑的能量差将不再是单纯的  $E_j - E_i$ , 而应是  $E_j - E_i - e^2/(\kappa|r_j - r_i|)$  的物理量, 此处  $e$  为电子电荷,  $\kappa$  为介电系数。

ES设想电子跳跃前的系统处于最低能量状态(基态), 所以跳跃后系统能量的改变必须大于或等于零:  $E_j - E_i - e^2/(\kappa|r_j - r_i|) \geq 0$ 。于是ES把  $\Delta E = E_j - E_i$  改写成  $\Delta E = e^2/(\kappa|r_j - r_i|) \equiv e^2/(\kappa S)$ , 代入(1)式后就得到

$$\sigma \propto \exp(-\Delta E/k_B T) \times \exp(-2\chi S) = \exp\left[-e^2/(\kappa S k_B T) - 2\chi S\right]. \quad (3)$$

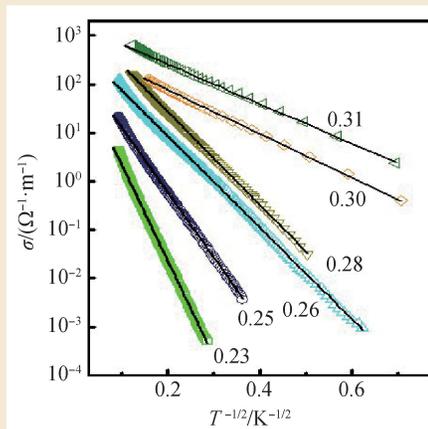


图2 一系列 500 nm 厚, 但含不同金属体积百分比的  $\text{Ag}_x(\text{SnO}_2)_{1-x}$  颗粒膜 ( $x$  小于逾渗阈值) 的电导率随温度的变化行为, 图中标示的数值为各颗粒膜的  $x$  值。各样品中, 银颗粒的平均直径介于 5—8 nm 之间。约从 100 K 以下低至液氮温度的宽温度区间, 电导率都遵循 GH 理论预测的颗粒跃迁导电行为, 即  $\sigma \propto \exp[-(1/\sqrt{T})]$ , 或电阻率  $\rho \propto \exp(1/\sqrt{T})$  (图取自天津大学李志青教授实验室: 武雅楠等, 2017, arXiv: 1708.04434)

如同前面莫特的推导情况, 因为  $\Delta E$  可以用  $S$  表示, 因此式中等号右边方括号内的和对  $S$  微分后的极值, 就给出了最可能的跃迁距离  $S_{0,ES} = \sqrt{e^2/(2\chi\kappa k_B T)}$ 。将  $S_{0,ES}$  代回(3)式, 就得到了 ES 变程跃迁导电公式:

$$\sigma = \sigma_{0,ES} \exp\left[-\sqrt{T_{ES}/T}\right] \text{ 或}$$

$$\rho = \rho_{0,ES} \exp\left[\sqrt{T_{ES}/T}\right]. \quad (4)$$

其中  $\sigma_{0,ES}$ ,  $\rho_{0,ES}$ ,  $T_{ES}$  是和样品有关的常数。

**杂质能态密度:** 在莫特的理论模型中, 杂质能态密度是一个常数——这是莫特的神来之笔和大胆凌空假设。在 ES 理论中, 因为考虑了库仑电子作用因素, 能态密度为

$$D_{ES} = 1/[\Delta E \times (4\pi S^3/3)] = 3\kappa^3(\Delta E)^2/(4\pi e^6), \quad (5)$$

(5)式显示在  $\Delta E \rightarrow 0$  时, 即趋近费米能级处,  $D_{ES} \rightarrow 0$ , 这便是著名

的ES三维软能隙。在二维系统中，软能隙为线性函数： $D_{ES} \propto \Delta E$ 。

#### 4 莫特变程跃迁导电理论：临界路径方法的推导

VRH导电公式(2)，可以用临界路径方法(critical path method, 简称CPM)推导出来。设想样品中有随机分布的杂质，杂质*i*(能级 $E_i$ )和杂质*j*(能级 $E_j$ )两点之间有电导 $\sigma_{ij}$ ，其形式应类似于(1)式，可以写成

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \exp(-E_{ij}/k_B T) \times \exp(-2\chi S_{ij}) \quad (6)$$

$\sigma_0$  是一个和样品有关的常数， $E_{ij} = E_i - E_j$  (假设  $E_i > E_j$ )， $S_{ij}$  为 *i* 和 *j* 两杂质之间的距离， $\chi$  为隧穿系数。导电的意思就是电子可以从样品一端的某一个起点跳到下一点，再从下一点跳到下下一点，依此类推，直至跳到样品另一端的某一个终点，即构成了一条贯穿整个样品的通路。因每一个杂质的空间位置和能级高低随机分布，跳跃路径也就不是一条直线路径，而是在每一个杂质位置(当作新的起点*i*)都需重新选择将要前往的下一个杂质位置，所以跳跃路径是弯弯曲曲的。杂质*j*之所以被选为下一个目的地，是因为它跟*i*之间的电导大于其他周边杂质(称为*k*)跟*i*之间的电导，即  $\sigma_{ij} > \sigma_{ik}$ 。这一条构成样品导电的关键路径，称为临界路径，这是逾渗理论(percolation theory)中的一个重要概念。因为样品的电阻值是实验上测量到的一个真实物理量，有大小和特定的温度变化，因此临界路径必定存在，而不仅是一个方便的、假想的理论概念而已。在逾渗理论中可以证明，当临界路径出现时，表示连接路径中的每一个节点(例如杂质*i*)的键数，必定达到了一个确定的平

均值，称为  $b_c$ 。

在CPM方法中，假设样品的能态密度为一常数的情况下，可以推导出  $b_c$  是能态密度、单次跃迁的最大容许距离( $S_{ij}$  的最大值，称为  $S_m = S_m(\chi, \sigma)$ )，和单次跃迁的最大容许能量差( $E_{ij}$  的最大值，称为  $E_m = E_m(T, \sigma)$ )三个物理量的函数。接着从  $b_c$  的表示式，就可以直接写出样品的电导率为

$$\sigma = \sigma_{0,CPM} \exp\left[-\left(T_{CPM}/T\right)^{1/(d+1)}\right] \text{ 或 } \rho = \rho_{0,CPM} \exp\left[\left(T_{CPM}/T\right)^{1/(d+1)}\right] \quad (7)$$

其中  $\sigma_{0,CPM}$ ， $\rho_{0,CPM}$ ， $T_{CPM}$  是和样品有关的常数。因此，用CPM方法可以严谨地推导出莫特的公式(2)。莫特推导(2)式时，假设了在温度*T*时，杂质电子每次跃迁的距离都一样长( $S_{0,M} = (d/2\chi D_M k_B T)^{1/(d+1)}$ )。在CPM理论中，则允许众多不同长短的跃迁距离参与其中，只要这些电子的跳跃距离小于  $S_m$ ，所以更符合实际情况。

#### 5 颗粒跃迁导电理论：临界路径方法的推导

沈平进一步将CPM方法扩展到计算金属—绝缘体复合物的导电行为。他假设组成颗粒膜的金属颗粒近似于，但并非完美的圆球形(因为实验上不可能镀出完美的圆球颗粒)；他又假设两个最近邻金属颗粒之间的最短距离有些许变化(因为镀出来的金属颗粒表面可能粗糙不平)。与半导体中的掺杂杂质不同，纳米尺度金属颗粒是由近万颗金属原子组成的，有自己的费米能级，通常(例如  $T \rightarrow 0$  时)呈电中性。但是因为金属颗粒深埋于介电质中，因此除了颗粒表面态的影响之外，介电质中常会存在一些被捕获的电荷，这会造成每颗金属颗粒的费米

能级有不同的高低起伏。

当受到外加偏压(和温度)驱动时，一个导电电子必须从一个金属颗粒跳跃到隔壁的中性金属颗粒，依次跳跃，最终通过整个样品。当一个额外电子进入一个电中性颗粒时，便是对该金属颗粒进行充电行为，充电能为  $E_c = 2e^2/(\kappa C)$ ，即电子的能量比费米能级高了  $E_c$ 。此处  $\kappa = \kappa(x)$  为复合物颗粒膜的介电系数，*C* 为金属颗粒的电容。导电时，电子将从一个金属颗粒跃迁到隔壁的另一个金属颗粒。两颗紧邻的金属颗粒被纳米尺度介电质隔开，因此电子波函数必须藉由量子隧穿效应通过介电质。所以两颗金属颗粒间的电导大小，将有类似(1)式、(3)式或(6)式的形式。但是在颗粒膜中， $E_c$  必须取代和扮演  $E_{ij}$  的角色，而两颗紧邻金属颗粒之间的最短距离(称为 *S*)将取代和扮演  $S_{ij}$  的角色。

将以上这些因素放进CPM方法中，并容许金属颗粒的大小(直径)及相邻金属颗粒的最短*S*，有符合样品结构的适当分布，就可以推导出“紧邻临界路径(immediate-neighbor critical path)”的  $b_c$  表示式。因为每一个金属颗粒都是一个费米海，由成千上万颗导电电子组成，有很强的静电屏蔽效应，而且每颗金属颗粒的大小为纳米尺度，远大于半导体中掺杂杂质的原子尺度，因此在颗粒膜中，只需考虑最近邻的金属颗粒之间的跃迁，而不需考虑次近邻或更远颗粒之间的跃迁。在这些条件下，CPM计算出  $b_c \propto \tilde{S}_m \tilde{E}_m$ ， $\tilde{S}_m = \tilde{S}_m(\chi, \sigma)$  为 *S* 值的上限， $\tilde{E}_m = \tilde{E}_m(T, \sigma)$  为  $E_c$  值的上限。从  $b_c \propto \tilde{S}_m \tilde{E}_m$  就可以写出GH导电公式：

$$\sigma = \sigma_{0,\text{GH}} \exp\left(-\sqrt{T_{\text{GH}}/T}\right) \text{ 或}$$

$$\rho = \rho_{0,\text{GH}} \exp\left(\sqrt{T_{\text{GH}}/T}\right). \quad (8)$$

其中  $\sigma_{0,\text{GH}}$ ,  $\rho_{0,\text{GH}}$ ,  $T_{\text{GH}}$ 是和样品有关的常数。显然, GH 导电公式(8)和 ES 变程跃迁导电公式(4), 两者都预测了  $\rho \propto \exp(l/\sqrt{T})$  的行为。

## 6 颗粒跃迁导电 vs 变程跃迁导电

如前一篇文章《变程跃迁导电复仇记》中所叙述, 莫特和ES的理论, 是紧随着掺杂半导体出现于人类工业文明的舞台, 为了深入了解和解释其电学性质, 而建构起来的。后者更是建立在比前者所知, 更为成熟的无序系统理论和电子—电子作用理论之上。两个理论针对的杂质都是点缺陷, 有着类似原子轨道般的能级和局域波函数。它们已经成功解释了众多半导体材料的导电行为, 毋庸置疑。

然而, 复合物中的纳米尺度金属颗粒却是一个费米液体, 有它的准自由电子气和费米能量等金属禀性。因此, 颗粒膜导电是一个被驱动的电子寻求传导路径, 从而对路径中经过的金属颗粒进行充电和放电的过程。这种电子迁移过程, 与掺杂半导体中的从一个局域原子轨道, 跳跃到相邻(但不是最近邻的!)、能量相差一些的局域原子轨道, 有物理本质和微观机制上的差异。因此, 虽然在文献中, ES理论也时常被拿来解释颗粒膜中测量到的  $\rho \propto \exp(l/\sqrt{T})$  数据, 但是拟合得到的参数值, 往往有违背常理的地方。例如, 拟合得出的平均跃迁距

离通常为数十、甚至数百纳米, 亦即电子的单次跳跃必须从起点金属颗粒跳跃到相隔了好几个金属颗粒之外的某个颗粒, 而非最近邻的颗粒。这是很不合理的结果, 因为导电电子绝对没有理由不转移进入隔壁的金属区域, 却去选择一个遥远的、相隔着很多介电质材料——等价于一个很厚、很高的位能势垒——的金属区域。而且, 假使电子果真能够一次跳跃好几个金属颗粒之远, 则跳跃后产生的电子—空穴对的库仑作用, 也会被中间金属颗粒中的众多电子所屏蔽掉, 使得  $e^2/(\kappa|r_j - r_i|) \rightarrow 0$ , 也就是失去了ES理论的前提假设。这是个40多年来的大谜团, 正是ES变程跃迁理论被用于解释颗粒膜导电时, 最令人诟病的地方。

## 7 结语

不知是否是科学史的偶然, GH与VRH两套出发点迥异的导电理论, 竟然推导出了相同的数学函数, 隐含的教训应是: 凝聚态物理学家尚力有未逮, 犹未能完全揭开物质微结构及无序体系中电子关联的奥秘。因此, GH和ES两个理论的持续近半个世纪的对垒, 也就难以解套, 直到今天, 仍然没有定于一尊, 偃旗息鼓的迹象。然而, 物理科学毕竟不是数学, 物理理论是否成立, 必须立足于该模型的预测是否能够确切解释真实的世界和测量到的物质特性。近年来, 颗粒膜的制作技术日益精进, 金属颗粒的大小, 直径的均匀度, 甚至颗粒之间的距离等, 都可以更加准确地调

控。或许, 在对金属颗粒的充电能和颗粒之间的隧穿几率等物理量, 都能够更清晰明确地了解的情况下, 就有机会对GH和ES理论, 进行更定量与更全面性的检验了。

已故物理学家费曼常说, 观测和实验是检验真理的唯一标准。照理说, ES变程跃迁导电理论和GH导电理论, 哪个对? 哪个错? 或者各自的适用范围为何, 不是应该可以用实验数据来判断是非曲直的吗? 然而, 两个理论之所以会持续对阵将近半个世纪, 各有拥护者, 岂非印证了“善未易明, 理未易察”的人类历史教训? 显然, 科学也并非总是黑白分明的。所以, 费曼有另一句名言说: “在物理世界里, 真相很少是完全清楚的, 更不用说那些和人有关的事了, 怎么可能如此清晰呢? 因此, 没有任何疑点的事, 不可能会是事实。”(见《费曼手札——不休止的鼓声》, 叶伟文译, 天下远见出版社, 2005年)

量子力学的开山祖师普朗克曾经沮丧地说过: “新的科学真理之所以胜出, 不是靠说服它的反对者并让他们看到真相, 而是因为反对者终于死了, 熟悉新真理的新生代成长茁壮了。”(见《科学大历史》, 雷纳·曼罗迪诺著, 洪慧芳译, 大雁—漫游者文化出版社, 2017年)这句话说得重, 但有其蕴含不灭的真理在。科学及技术发展史是一部人类学习如何坦然面对宇宙和物质, 进而寻求理解及自我定位, 和利用厚生, 造福人群的历史过程。它的发展, 曲折蜿蜒, 江山——每一世代面对的关键科学课题! ——代有

3) 2017年8月15日, 正当沈平应邀前来新竹交通大学访问, 笔者将图2的那篇论文上传到arXiv预印本数据库时, 隔早就收到B. I. Shklovskii寄来的电邮, 提醒我们注意ES理论才是正确的。Shklovskii同时还寄来了*Electronic Properties of Doped Semiconductors*一书的电子版。那一年, Shklovskii年满73岁。暂且不论GH和ES理论适用范围的孰优孰劣, 他的执着和勤奋的确保有学者本色, 令人佩服。

才人出。或许，厘清GH导电与ES变程跃迁导电的是非曲直，规范其各自的适用领域，有赖于后起之秀了<sup>3)</sup>。

**感想** ES两人代表的是苏联时代理论物理学发展鼎盛时期严格培养出来的一批顶尖凝聚态科学家，他们之中的许多人，在苏联解体之后散布到欧美各国学术界。20多年来，不但自己站稳了脚步，又训练出了下一代的(俄裔)物理学家，他们枝繁叶茂，在某些凝聚态物理领域占据发言权。反观GH导电理论长久以来与ES理论分庭抗礼，自反而缩，但因缺乏一个学术传承的宽广砥柱，同声相应，同气相求，不免人单势孤，仿佛从美国东海岸到了香港清水湾，总是“谁见幽人独往来，缥缈孤鸿影”。这场对垒，终究只是一位接受了美式最精英大学教育的华人科学家的一场不懈的悠扬独奏会吗？另外一个关

键且现实的原因则是，半导体是现代技术和产业最重要的材料(之一)，因此关注半导体相关理论的科学家，必定远多于关注颗粒复合物理论的科学家，这是势所必然。个人方面，笔者在1980年代中期研读博士班期间，首次读到沈平的论文。1992年台湾大学“凝聚态科学研究中心”筹备成立时，他应邀访问台大，我们第一次碰面。随后交流往来不断，时而合作。有时是因为我们对他的理论预测有兴趣，所以进行实验；有时是获得实验数据之后，发现需用他的理论解释；有时则是理论与实验并行，一起探索(摸索!)一个物理问题。沈平对研究和教学，总是亲力亲为，数十年如一日。他是我认识的最尊重实验的理论物理学家之一。又，从书写《变程跃迁导电复仇记》和本文的过程中，忽生遐想，要是直到苏联解体之前，中苏两国的物理科学交流不曾中断，甚至紧密连结，大

陆今日的科学发展的，将是一番怎样的——截然不同的！——局面呢？

**致谢** 感谢香港科技大学沈平和潘杰、天津大学李志青、德国马克思·普朗克固体化学物理研究所张海婧、中原大学杨仲准，及台湾交通大学叶胜玄和邱劲斌，在本文发表前的仔细阅读与建议。

### 参考文献

- [1] 莫特和ES VRH导电理论的参考文献已列于前文:林志忠. 变程跃迁导电复仇记. 物理, 2021, 50(8): 553
- [2] 用CPM方法推导莫特VRH导电公式, 请参考: Ambegaokar V, Halperin B I, Langer J S. Physical Review B, 1971, 4: 2612
- [3] GH导电理论请参考: Sheng P, Abeles B, Arie Y. Physical Review Letters, 1973, 31: 44; Wu T C, Lin J J, Sheng P. Frontiers of Physics, 2018, 13: 137205; Sheng P. Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena. Berlin: Springer, 2006

读者和编者

## 订阅《物理》得好礼

——超值回馈《岁月留痕》  
—<物理>四十年集萃

部特推出优惠订阅活动: 向编辑部连续订阅2年《物理》杂志, 将获赠《岁月留痕—<物理>四十年集萃》一本。该书收录了1972年到2012年《物理》发表的40篇文章, 476页精美印刷, 定价68元, 值得收藏。

希望读者们爱上《物理》!

订阅方式(编辑部直接订阅优惠价180元/年)

### (1) 邮局汇款

收款人地址: 北京市中关村南三街8号中科院物理所, 100190

收款人姓名: 《物理》编辑部

### (2) 银行汇款

开户行: 农行北京科院南路支行

为答谢广大读者长期以来的关爱和支持, 《物理》编辑

户名: 中国科学院物理研究所

帐号: 11 250 1010 4000 5699

(请注明《物理》编辑部)

咨询电话: 010-82649029; 82649277

Email: physics@iphy.ac.cn

