

精准“拿捏”声子：从格波量子角度破解能量输运的“调控密码”

万 骁¹ 孟 涵² 梁 武² 杨 诺^{2,†}

(1 华中科技大学能源与动力工程学院 武汉 430074)

(2 国防科技大学理学院 长沙 410073)

Precisely modulating phonons: decoding the “regulation code” of energy transport from the perspective of lattice vibration quanta

WAN Xiao¹ MENG Han² LIANG Wu² YANG Nuo^{2,†}

(1 School of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(2 College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2025-07-03 收到

† email: nuo@nudt.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20250904

CSTR: 32040.14.wl20250904

摘 要 声子作为晶格振动的量子化准粒子，在能量输运与转换过程中扮演着关键角色，不仅主导半导体和绝缘体中的导热过程，还深刻影响着电子和离子输运、光电转换及热电转换等物理过程。然而，不同声子对各类输运过程的贡献存在显著差异。若能选择性地激发那些对能量输运和转换过程起主导作用的特定模式，即“靶向声子”，将有望突破能量输运瓶颈，实现能量转换效率的显著提升。文章系统梳理了靶向声子激发领域的最新进展，首先概述利用高频激光和隧穿电子的靶向声子激发方法，其次简介了其在热输运、电输运、光伏器件及离子导体等领域的前沿研究成果，最后展望了靶向声子激发对多领域的潜在影响。

关键词 靶向声子，输运过程，热传导，声子散射

Abstract Phonons, the quantized lattice vibrations in solids, play a central role in energy transport and conversion. Beyond their well-established contribution to heat conduction, they have a significant impact on electron/ion transport, photoelectric conversion, and thermoelectric performance etc. Importantly, different phonon modes contribute unevenly to these processes. Selective excitation of specific “targeted phonons”—modes that dominate energy transfer dynamics—offers a promising strategy to overcome transport limitations and substantially enhance energy conversion efficiency. This article provides a review of recent progress in the selective excitation of targeted phonons. We first introduce experimental techniques employing high-frequency lasers and tunneling electrons, then examine key applications in thermal transport, electronic and ionic transport, and photovoltaic systems. Finally, we discuss the broader implications and potential of targeted phonon excitation across diverse domains of energy science.

Keywords targeted phonons, transport processes, heat conduction, phonon scattering

1 引言

在全球范围内,人工智能和智能制造的探索正处于快速发展的黄金阶段。在我国,国家战略规划重点布局人工智能驱动的智慧城市建设,旨在通过技术创新推动产业智能化升级和社会治理体系现代化。能源的高效利用是智能制造不可或缺的基础支撑与核心要素,而热能作为能源转换过程中占比最高(大于60%)且最具回收潜力的形式,其高效管理与利用成为关键突破口^[1]。热能研究作为典型的交叉学科领域,深度融合能源科学、凝聚态物理、先进材料、微电子及生物工程等学科,其技术成果已深度应用于高功率芯片散热、5G/6G通信、电动汽车电池热管理系统、航空航天热防护及超级计算机液冷技术等国家战略级产业,并对其安全与发展具有深远影响^[2-6]。

进入21世纪以来,纳米科技的突破性发展为热能研究提供了全新的研究范式,同时新兴工业的快速发展对能量转换与输运技术提出了更为严格的技术要求。在这一背景下,提升余热回收效率、优化能源转换与传递过程,已成为突破现有能源利用效率限制的关键研究方向。要实现这一目标,必须能够对光电转换、热电转换以及固体热传导等核心能量输运过程进行精准调控。这些调控不仅深化了对微观能量输运机制的基础认识,更为开发新型能源技术提供了创新途径,兼具重要的科学价值与工程应用前景^[7-9]。

传统输运调控方法主要包括应变工程、缺陷工程和外场调控等策略。例如,加州大学的Yang Yang等人通过在钙钛矿薄膜中引入可控的压缩应变,实现了对载流子有效质量的精确调控,从而使得光电转换效率提高了两倍^[10]。在热电转换领域,半导体材料的性能优化通常依赖于缺陷工程,通过引入点缺陷和位错结构来降低晶格热导率,从而有效提升热电优值^[11, 12]。此外,外场调控技术如高压电场可诱导铁电材料中电偶极子的定向排列,通过增强晶格有序性来调控热输运特性^[13, 14]。尽管这些方法在输运调控方面取得了显

著进展,但往往需要借助化学或物理手段改变体系的结构或成分。因此,如何在保持材料本征结构的前提下实现高效的原位调控,成为当前能源材料领域面临的重要科学挑战。解决这一难题将为能源转换、功能材料和纳米器件等领域的创新发展提供新的机遇。

近年来,基于量子调控理念的靶向声子激发技术崭露头角,引起了研究者的广泛关注。该方法不仅能够有效调控材料的光学、电学和热学等多种性质,还具有原位非破坏性、调控灵活性和快速响应等独特优势。作为量子化的晶格振动,声子在半导体材料中扮演着多重角色:既是热能的主要载体,又是各种能量转换过程的关键参与者^[15]。随着纳米尺度能量输运研究的深入,声子在热输运和能量转换中的主导作用日益凸显^[5, 16]。

靶向声子指在能量输运或转换过程中发挥主导作用的特定声子模式。通过外部激励(如高频激光、隧穿电子、应变场等)选择性激发这些模式可以放大其功效。核心机理是通过定向调制特定声子模式的态占据率,改变载能子的弛豫过程,从而实现对热输运、电输运、光电转换及离子迁移等物理过程的精准量子化调控。以石墨烯热输运性质调控为例,计算表明选择性激发仅占总数2%,但对传热过程贡献度较高的特定声子模式,可使面内热导率提升150%左右^[17]。

在实际材料体系中,不同声子模式对输运过程的贡献存在显著差异,这为利用靶向声子激发调控体系输运性质提供了可能。例如,David Cahen等人利用超快红外激光选择性激发有机光电体系中的靶向声子(45—51 THz),成功使得光电流增强约1.8倍^[18]。此外,中国科学技术大学的Zheng Qijing等人通过模拟在黑磷中利用拉伸应变激发1.2 THz和2.4 THz的特定声学声子,可使带隙减小290 meV^[19]。我们课题组最新研究发现,通过选择性激发不同靶向声子模式,可实现二维材料热导率在0.49—1.28倍范围内的可控调节^[17, 20]。这些研究成果充分证明,靶向声子激发作为一种高效且调控灵活的新方法,展现出重要的应用潜力。

本文将系统综述靶向声子激发领域的前沿研究进展, 阐述靶向声子激发的实验实现技术, 介绍其在热/电输运调控、光电转换和离子扩散方面的重要应用, 并展望靶向声子激发在新能源器件、信息存储和量子计算等战略领域的潜在发展前景。

2 靶向声子激发的实现

如何在实验中实现靶向声子激发是一个关键问题, 其具体实现方式取决于靶向声子模式的特性。对于原胞中包含多原子的晶体, 声子模式可根据原胞内原子振动的相位关系分为两类: 声学支声子(原子振动相位一致、频率较低)和光学支声子(原子振动相位不一致、频率较高)。鉴于这两类声子与电子、光子等准粒子的耦合机制存在本质差异, 如声学支主要通过形变势耦合, 而光学支通过极化耦合, 其激发方法需要发展差异化的技术手段。

对于特定频率的光学声子, 可采用基于光整流效应产生的激光脉冲实现选择性激发, 如图 1(a)所示。激光的频率接近太赫兹波段, 以匹配靶向声子的本征频率。入射太赫兹激光脉冲与具有相同波束和频率的光学声子发生共振, 随后可通过 Fröhlich 相互作用实现能量选择性转移。在极性材料中, 光学声子振动引起的正负离子位移可产生极化电场, 该振荡电场通过库仑相互作用与电子运动强烈耦合, 这一现象在金属卤化物钙钛矿等具有强离子性和软晶格特性的材料中尤为显著^[21]。

2021 年, 日本京都大学的 Yoshihiko Kanemitsu 等人利用 LiNbO_3 晶体进行光整流产生了重复频率为 1 kHz 的太赫兹激发脉冲, 成功激发了钙钛矿 $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ 中 0.9 THz 和 1.9 THz 的横向光学声子(图 1(b)), 并观察到载流子弛豫动力学过

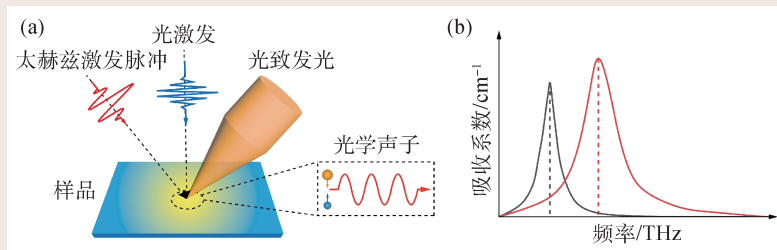


图 1 (a)光学声子模式的激发实验示意图; (b)样品在太赫兹频段的吸收谱, 存在两个吸收峰, 对应特定光学声子模式被激发

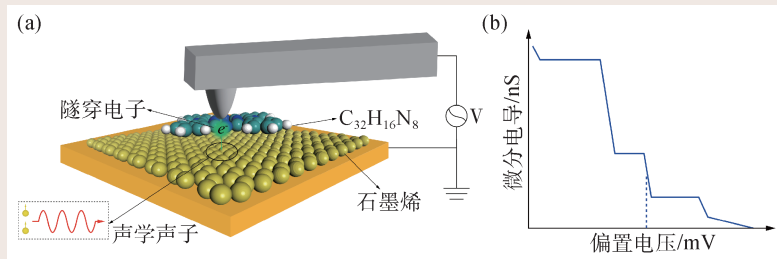


图 2 (a)声学声子模式的激发实验示意图; (b)微分电导谱中观察到显著阶梯状特征, 由特定声学声子激发所引起

程的显著调制^[22]。后续, 荷兰拉德堡德大学的 Timur Gareev 等人也利用相同的方法, 在稀土钙钛矿 DyFeO_3 中激发了 4.27 THz 和 4.93 THz 的光学声子^[23]。这些突破性工作不仅证实了太赫兹激光激发方法的普适性, 更通过金属栅极偏振器的精确强度调控, 为材料输运性质的可控调节提供了新途径, 在开发新型光电器件和量子调控技术方面具有重要应用前景。

声学声子的选择性激发可通过电声耦合机制实现, 其核心原理是利用结构相似的小分子的振动模式作为能量传递媒介, 如图 2(a)所示。隧穿电子可通过电声耦合效应将能量传递给小分子振动模式, 依据形变势理论, 晶格发生局部压缩或拉伸时引起电子能带结构的局部畸变, 形成电子和小分子振动模式的耦合。并且, 小分子与基底之间存在轨道共振匹配, 故基底晶格的特定声子模式因其与小分子对称等效振动量子之间的耦合作用而被选择性增强, 从而实现隧穿电子能量向靶向声学声子的定向转移。

德国伊尔梅瑙工业大学的 Jörg Kröger 等人, 将有机小分子 $\text{C}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$ 吸附在铌基底支撑的石墨烯表面, 利用分子碳环与石墨烯晶格之间的轨道

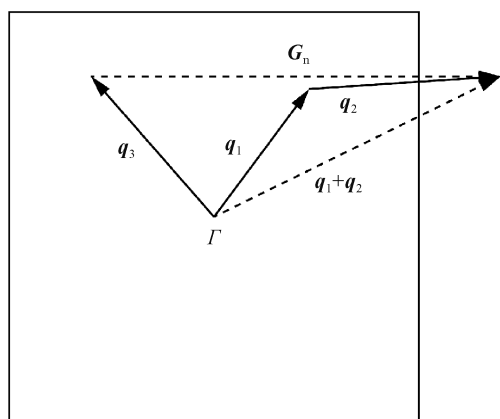


图3 倒格子中三声子倒逆散射(U过程)示意图,实线箭头代表实际散射路径,虚线箭头为辅助矢量,用于示意准动量守恒。其中,图中正方形是第一布里渊区, Γ 点为布里渊区中心

共振,成功激发了12.09 THz的面外声学声子。这导致体系非弹性电子输运显著增强,并在铍—石墨烯隧穿结的低温微分电导谱中观测到明显的阶梯状特征(图2(b))^[24]。对照实验显示,当石墨烯表面未吸附有机小分子时,未观测到相应特征信号,验证了轨道共振的关键作用。该研究不仅为声学声子的激发提供了可行方案,也为基于靶向声子设计范德瓦耳斯异质结基能量输运器件奠定了重要实验基础。

3 靶向声子激发在多领域的应用

靶向声子激发技术凭借其原位调控特性和快速响应优势,在热/电输运、光电转换及离子扩散等多种输运调控中展现出显著的应用潜力。该技术的核心原理在于选择性激发对特定输运过程起主导作用的声子模式,从而精准调控能量或物质输运过程的效率。

在热输运调控方面,靶向声子激发为实现热导率的精确调控提供了新范式。半导体中的热传导主要依赖于声子的传播与散射,包括声子—声子散射、杂质散射和边界散射等。随着对这些散射机制认识的不断深入,各种热导率调控策略被相继提出。例如,通过最小化声子—声子散射相空间或降低声子—杂质散射,可以提高材料的热

导率。相反,在内部增加非谐性或晶体复杂性,或从外部引入无序、缺陷、边界、界面和纳米粒子,则可以有效降低热导率。然而,这些策略通常需要改变材料本征结构。

我们提出一种基于靶向声子激发的热导率调控新方法,该方法通过选择性增加特定声子模式的数量来实现对热输运性能的精确调控。这一策略的核心优势在于能够直接调控声子散射过程,而无需对材料进行任何结构修饰。具体而言,半导体中的热输运主要由声子贡献,热阻来源于三声子的倒逆散射(即umklapp过程,简称U过程,如图3所示)。在U过程中,三个声子的动量不守恒,散射后动量方向发生变化,从而产生热阻。该过程满足的能量与动量关系如下:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3, \quad (1)$$

$$\hbar\mathbf{q}_1 + \hbar\mathbf{q}_2 = \hbar\mathbf{q}_3 + \hbar\mathbf{G}_n. \quad (2)$$

其中,声子1(频率 ω_1 ,波矢 $\mathbf{q}_1$)与声子2(ω_2 , $\mathbf{q}_2$)碰撞产生声子3(ω_3 , $\mathbf{q}_3$)。当 $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$ 较大时,它便落在第一布里渊区(晶格倒易空间分区,图3中正方形)之外。但通过引入倒格矢 $\mathbf{G}_n$ (倒格子基矢的线性组合),可使散射后的声子3重新落入第一布里渊区内,并满足动量守恒关系(2)式,从而完成整个散射过程^[15]。

因此,激发U过程散射率低的声子,不会明显改变散射过程。但其可以携带能量进行有效输运,从而提高体系热导率。若选择激发散射率高的声子,则会加剧其与其他声子的散射、增大热阻,进而降低体系热导率。

基于第一性原理计算和分子动力学模拟的研究表明,该调控策略在石墨烯和氮化硼等材料中展现出显著效果^[17, 20]。在室温下的石墨烯中,其本征热导率计算值为3189 W·m⁻¹·K⁻¹,仅需激发1%—4%的声子模式,即可使其热导率在1559 W·m⁻¹·K⁻¹(降低至本征值的49%)到4093 W·m⁻¹·K⁻¹(提高至本征值的128%)范围内可调,对于六方氮化硼体系,激发1%—4%的声子模式可使热导率调控范围达到本征值的40%—130%,如图4所示,对应数值改变为356—1151 W·m⁻¹·K⁻¹。在150 K的低温条件下,通过激

发体块硅中约2%的声子模式，可实现最高约60%的热导率下降幅度。这些结果充分证明了靶向声子激发在热输运调控中的巨大潜力。但在金属体系中，电子热导率占主导地位，因此靶向声子激发调控主要适用于声子主导热输运的半导体和绝缘体材料。

在电输运调控领域，靶向声子激发技术展现出对电子弛豫动力学和输运特性的显著调控能力。电子输运过程的核心物理机制源于电子—声子相互作用，这一相互作用不仅决定了金属和半导体中的电阻特性，还深刻影响着超导转变温度、载流子迁移率以及声子色散的非绝热修正等关键物理性质，是凝聚态物理领域的研究热点^[25]。特别是在二维材料体系中，通过精确调控电子—声子耦合强度，靶向声子激发能够实现对电子能带结构(带隙)、载流子弛豫动力学(寿命)以及输运特性(迁移率)的多维度调控。当晶体由于晶格振动偏离周期势场时，电子的动量会发生改变，其定向运动会受到阻碍。电声相互作用服从的能量与动量守恒关系如下：

$$E' \pm \hbar\omega = E, \quad (3)$$

$$\hbar\mathbf{k}' \pm \hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{G}_n. \quad (4)$$

其中， E 和 $\mathbf{k}$ 分别表示散射后电子的能量和波矢，上标撇号表示散射前的对应物理量， $\hbar\omega$ 和 $\mathbf{q}$ 分别为参与散射的声子的能量与波矢， $\mathbf{G}_n$ 为倒格矢。当激发与电子耦合较强的声子时，晶格因该声子模式产生的局部压缩或拉伸，会引起电子能带结构的局部畸变，改变能带边位置，影响载流子有效质量，从而调制电声耦合散射率^[25]。例如，在单层黑磷中，价带电子与面外声学支声子之间的强耦合作用导致其带隙在300 K时相对于零温条件下减小了90 meV^[19]。当施加1%的拉伸应变时，1.2 THz和2.4 THz的面外声学声子模式被选择性增强。这使得电子带隙、载流子寿命和迁移率发生了显著改变。此外，调控效果还可以通过改变声学声子的能量进一步优化。由此可见，靶向声子激发调控电输运的策略为高性能二维电子和光电器件的设计和 optimization 提供了新的思路^[19]。

此外，在光电转换效率优化方面，靶向声子

激发也扮演了重要角色。在光电转换过程中，电子受激从价带跃迁到导带，由此产生电子—空穴对，其在半导体内部电场的作用下分离，从而产生定向移动形成电流。然而激发的电子会与极化光学声子发生耦合，快速弛豫，损失其过剩能量，严重影响光电转换效率。通过选择性提高特定声子的温度，靶向声子激发可以有效缓解这一问题。当利用太赫兹脉冲选择性激发横向光学声子时，由于声子间的耦合作用，激发能量被有效传递给与电子耦合较强的纵向光学声子，导致其温度升高，从而延缓受激电子的冷却过程^[26, 27]。在太赫兹脉冲作用下，卤化物钙钛矿 $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ 中观测到显著增强的光致发光信号，证实了该机制^[22]。这一机制不仅为突破传统太阳能电池效率瓶颈提供了新思路，更为设计高性能光电器件奠定了理论基础。

靶向声子激发也可以主动调控离子扩散过程。在固态电池等离子输运体系中，离子扩散系数是决定器件性能的关键参数。而离子的扩散过程同样也依赖于声子，在给定温度下，离子会在其特定晶格位置发生热振动，直到吸收足够的热能用于离子跃迁。因此，晶格振动和离子运动的耦合对扩散系数(D)至关重要。传统的阿伦尼乌斯模型表明，离子扩散系数随温度升高呈指数增长，晶格振动的增强有利于离子克服活化能垒，从而增强扩散。然而，提高体系整体温度可能引发材料相变等副反应，影响其他的物理化学性质。具体

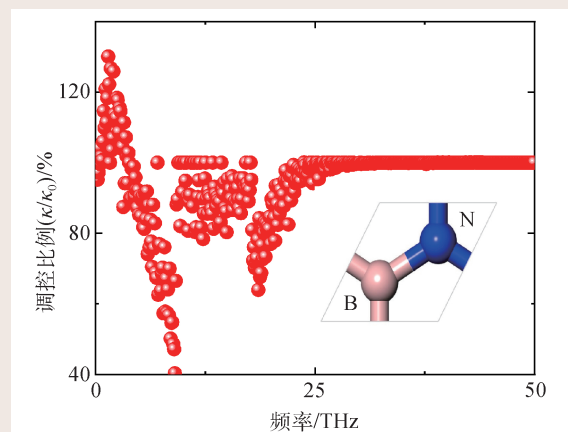


图4 靶向声子激发调控六方氮化硼热导率的结果

而言, 扩散系数依赖于前置因子(D_0)、活化能(E_A)和系统温度(T):

$$D = D_0 e^{-\frac{E_A}{k_B T}} \quad (5)$$

根据过渡态理论, 因子 D_0 会受到系统中多种振动模式的影响。通过选择性增强对离子扩散起关键作用的特定声子模式, 改变迁移熵, 进而影响因子 D_0 , 可实现在不改变体系温度条件下的离子扩散调控过程^[28]。例如, 在 Li_3PO_4 体系中, 对离子扩散贡献较大的声子分布在8—20 THz频段内, 仅需激发其中5个高贡献的声子模式, 即可将离子扩散系数提升两个数量级^[29]。这一策略为发展高性能固态电解质和新型离子导体材料开辟了重要途径。

4 总结与展望

与传统研究中将声子视为被动热能载流子的思路不同, 靶向声子激发代表一种主动调控材料物性的新方法。该技术通过选择性激发特定声子模式, 在保持材料本征结构不变的前提下, 实现了对物理性质的量子化精准调控。作为调控热/电输运、光电转换及离子扩散等多种输运过程的创新策略, 靶向声子激发不仅深化了对声子—电子耦合、声子—光子相互作用以及声子辅助离子扩散等微观输运机制的认识, 而且为能源材料优化和新型功能材料设计提供了全新的技术路径。

基于量子特性的靶向声子激发在多个前沿领域展现出应用潜力: 在量子效应方面, 如声子拓

扑态^[30, 31]和手性声子^[32, 33]; 在量子技术领域, 如声子相干量子计算^[34]、量子态转换器^[35]和固态量子存储器^[36]。具体而言, 在量子技术领域, 当量子态因与环境相互作用而丧失相位信息时, 出现退相干, 系统将恢复经典行为, 而晶格振动(声子)构成了固体的主要环境自由度。当量子系统(如量子位、激子或电子)嵌入晶体或纳米结构固体时, 不可避免地会与声子发生相互作用。如电子与声子发生弹性散射会导致其能级发生随机波动, 这些波动会破坏量子态之间的相干性。而与声子的非弹性相互作用则会引起电子能级之间的跃迁, 导致能量从电子系统流失到晶格, 超导量子位可能会通过发射声子从激发态衰减到基态。减轻退相干的一种可行策略即通过声子带隙或基底选择设计声子环境, 减少散射。也可通过抑制或增强与量子跃迁强耦合的声子模式, 调控非弹性散射的可用相空间^[37]。此外, 其对电声散射的调控也涉及光致超导^[38]和光致相变^[39]等方向。而靶向声子激发的广泛应用需要跨学科技术突破: 实验方面, 不仅需要发展飞秒激光、太赫兹脉冲或电子束等技术实现模式精准激发, 而且需要精进超快X射线衍射、超快电子显微镜等时间分辨技术实现探测; 理论分析方面, 还需进一步构建从第一性原理到宏观动力学的多尺度计算方法, 以探索更深层的物理机制和完善基础理论框架。

致谢 感谢李保文、吕京涛、张力发、潘东楷、徐象繁、杨哩娜、李寿航、赵云山、刘世豪、孙强在本文撰写过程中的帮助和讨论。

参考文献

[1] 电力规划设计总院. 中国能源发展报告 2024. 北京: 人民日报出版社, 2024
 [2] Moore A L, Shi L. *Materials Today*, 2014, 17(4): 163
 [3] Tao P, Ni G, Song C *et al.* *Nature Energy*, 2018, 3(12): 1031
 [4] Wan X, Feng W, Wang Y *et al.* *Nano Letters*, 2019, 19(6): 3387
 [5] Qian X, Zhou J, Chen G. *Nature Materials*, 2021, 20(9): 1188
 [6] Shalaby S M, Sharshir S W, Kabeel A E *et al.* *Energy Conversion and Management*, 2022, 251: 114971
 [7] Minnich A J, Dresselhaus M S, Ren Z F *et al.* *Energy & Environmental Science*, 2009, 2(5): 466
 [8] Cahill D G, Braun P V, Chen G *et al.* *Appl. Phys. Rev.*, 2014, 1(1): 011305

[9] Zhang W, Eperon G E, Snaith H J. *Nature Energy*, 2016, 1(6): 16048
 [10] Shi P, Xu J, Yavuz I *et al.* *Nat. Commun.*, 2024, 15(1): 2579
 [11] Mao J, Liu Z, Zhou J *et al.* *Advances in Physics*, 2018, 67(2): 69
 [12] Shi X L, Zou J, Chen Z G. *Chemical Reviews*, 2020, 120(15): 7399
 [13] Deng S, Yuan J, Lin Y *et al.* *Nano Energy*, 2021, 82: 105749
 [14] Liu C, Si Y, Zhang H *et al.* *Science*, 2023, 382(6676): 1265
 [15] 黄昆. 固体物理学. 北京: 北京大学出版社, 2009
 [16] Chen J, Xu X, Zhou J *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2022, 94(2): 025002
 [17] Wan X, Pan D, Zong Z *et al.* *Nano Letters*, 2024, 24(23): 6889
 [18] Bakulin A A, Lovrincic R, Yu X *et al.* *Nat. Commun.*, 2015, 6

(1):7880
 [19] Guo H, Chu W, Prezhdov O V *et al.* J. Phys. Chem. Lett., 2021, 12 (16):3960
 [20] Pan D, Li T, Wan X *et al.* Chin. Phys. Lett., 2025, 42(7):070801
 [21] Bi Z, Bai Y, Shi Y *et al.* ACS Nano, 2025, 19(21):19989
 [22] Sekiguchi F, Hirori H, Yumoto G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126(7):077401
 [23] Gareev T T, Sasani A, Khusyainov D I *et al.* Phys. Rev. Lett., 2024, 133(24):246901
 [24] Wu X, Néel N, Brandbyge M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2023, 130 (11):116201
 [25] Giustino F. Rev. Mod. Phys., 2017, 89(1):015003
 [26] Zhu H, Miyata K, Fu Y *et al.* Science, 2016, 353(6306):1409
 [27] Yang Y, Ostrowski D P, France R M *et al.* Nature Photonics, 2016, 10(1):53
 [28] Gonzalez-Lafont A, Truong T N, Truhlar D G. J. Chem. Phys., 1991, 95(12):8875

[29] Gordiz K, Muy S, Zeier W G *et al.* Cell Reports Physical Science, 2021, 2(5):100431
 [30] Liu Y, Lian C S, Li Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119(25): 255901
 [31] Zhang X, Wang H X, Lin Z K *et al.* Nature Physics, 2019, 15 (6):582
 [32] Zhang L, Niu Q. Phys. Rev. Lett., 2015, 115(11):115502
 [33] Kim K, Vetter E, Yan L *et al.* Nature Materials, 2023, 22(3):322
 [34] Qiao H, Dumur É, Andersson G *et al.* Science, 2023, 380(6649): 1030
 [35] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2023, 130(1): 013601
 [36] Liu Y, Sun H, Liu Q *et al.* Nat. Commun., 2025, 16(1):1207
 [37] Onizhuk M, Galli G. Rev. Mod. Phys., 2025, 97(2):021001
 [38] Fava S, De Vecchi G, Jotzu G *et al.* Nature, 2024, 632(8023):75
 [39] Liu W H, Gu Y X, Wang Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2023, 130(14): 146901



Q: 形状记忆合金的原理是什么?

A: 形状记忆合金，顾名思义，是拥有形状记忆效应，在特定条件下能够恢复其原始形状的合金。主要体系包括镍钛基、铜基和铁基合金。在它处于高温的奥氏体相时，材料具有高强度；而冷却时，材料变为低强度的马氏体相。在低温下，可以对它随意揉捏，用热吹风一吹，就会变回原形。形状记忆效应主要起源于马氏体相变及其逆转变，因为在马氏体相变过程中原子都是协同位移，没有扩散行为，所以可以在一定温度和应力变化下实现这种相变的发生和逆转。

当它受到温度变化的刺激时，会发生热弹性马氏体相变。低温马氏体状态下塑性变形后，加热到奥氏体相变温度以上时，马氏体相逆转变为奥氏体，材料恢复到原始形状，这是形状记忆效应的基础。除了温度变化，应力也可以诱发形状记忆合金的马氏体相变，在奥氏体温度区间，施加一定应力范围内，材料从奥氏体转变为马氏体，卸载后，马氏体逆转回奥氏体，

材料恢复至原始形状。通过热弹性马氏体相变和应力诱发马氏体相变可以实现形状的记忆和恢复。

Q: 溶液中能否只存在阴离子或阳离子，是否可以得到一杯只显负电或显正电的液体?

A: 可以部分实现，但是这个状态会非常不稳定，只能短时间存在，并且需要苛刻的条件。创造出这种非电中性液体后，液体会产生非常强的电场，导致电子或者离子被快速吸回来，从而迅速恢复电中性，所以要造出一杯水这么大的显电荷体系，是不现实的。

但是虽然不能做到整体显电荷，但在受控环境下可以暂时制造电荷不平衡的区域，比如在电极表面附近会形成正负电荷分离，从而局部显电，但是系统整体还是电中性；或者用离子交换膜创造出某一侧富含阴离子或者阳离子的情况，但这需要施加电场维持，无法自然存在；或者可以在实验室中于超精密控制下实现纯电子/离子系统，不过依然极不稳定；再或者是等离子体，它可以形象地理解为是一种包括大量自由电子和离子的带电气体，虽然局部的电荷不平衡是可能的，但是由于电荷屏蔽效应，导致当人们观察的范围超过德拜长度(一般在纳米级别)时，就依然会恢复电中性。

所以，很遗憾，在溶液体系里，自然选择了电中性，由于电磁相互作用的存在，电中性对于溶液并不是一个“选项”，而是一个“必要条件”。



* Q&A选自中国科学院物理研究所微信公众号每周五发布的《问答》专栏。受篇幅所限，这些答案难以尽善尽美，欲深度了解其中缘由的读者请同时参阅相关专业书籍。



粒子加速器真空系统

— 安捷伦真空解决方案

- 大量的国内外项目安装案例
- 经验丰富的技术支持团队，免费为您的方案设计、计算选型等提供参考
- 大抽速离子泵，钛升华泵，分子泵，干泵，移动式分子泵机组等全系列产品
- 可根据实际需要提供穿心离子泵等定制产品



安捷伦科技（中国）有限公司真空事业部
800 820 6778（固定电话拨打）
400 820 6778（手机拨打）

下载样本或了解更多，请扫描上方二维码，
或登陆安捷伦官方网站：www.agilent.com
（点击“产品”选择“真空产品”）。