人工结构赝磁场的研究进展

温辛花, 邱春印*

武汉大学物理科学与技术学院, 武汉 430072

* 联系人, E-mail: cyqiu@whu.edu.cn

2021-08-15 收稿, 2021-11-21 修回, 2021-11-22 接受, 2021-11-23 网络版发表

国家自然科学基金(11890701)资助

摘要 作为人工规范场, 赝磁场可像真实磁场一样调控电子动力学, 受到了广泛的关注. 对于不与磁场响应或者与磁场弱响应的经典波系统, 赝磁场提供了一种调控波场的新机制, 带来了许多与真实磁场可类比的物理性质, 如朗道能级、类量子霍尔效应等. 特别地, 声学、光学等人工结构材料具有结构可调、易于制备和表征等优良特性, 为赝磁场的研究提供了优秀的平台. 本文将介绍人工结构赝磁场的研究进展, 重点关注赝磁场的构建以及相关的物理性质.

关键词 人工结构, 赝磁场, 朗道能级, 类量子霍尔效应

众所周知, 在强磁场作用下, 电子可呈现大量有趣的输运效应, 如朗道能级、量子霍尔效应、AB效应等^[1-4]. 由于不携带电荷, 经典波系统不像电子一样可直接与磁场耦合, 故而缺失了上述与磁场相关的物理特性. 2010年, Guinea等人^[5]指出, 对单层石墨烯施加恰当的应力场可诱发有效规范场, 在其作用下电子可发生类似于磁场中的动力学行为, 因而将这类人工规范场称为赝磁场. 人工赝磁场的提出为零磁场下探索强磁场物理以及通过力学方式操控石墨烯中的量子输运开启了新的大门. 基于量子、经典体系所表现的波动共性, 赝磁场的概念很快被引入光波、声波等经典波人工结构系统中^[6-8]. 特别地, 这类经典波人工结构体系具有结构可调、易于制备和表征等优异特性, 在人工赝磁场及其相关物理现象的研究中扮演了重要的角色.

本文介绍了近年来二维、三维人工结构赝磁场的研究进展, 主要关注赝磁场的构建及其诱导的相关物理现象, 如朗道能级量子化、类量子霍尔效应边缘态等. 首先, 简单回顾石墨烯在三轴应力场作用下产生赝

磁场的机理. 然后, 介绍二维人工结构赝磁场的实现方案. 有趣的是, 通过直接调控单胞参数的单轴梯度分布, 可实现大面积空间均匀的人工赝磁场, 为实验研究相关的物理提供了便利. 最后, 介绍三维外尔(Weyl)微波超材料或声子晶体中的赝磁场构建思路及其诱导的手征零朗道能级.

1 三轴形变诱导的人工赝磁场

人工赝磁场的研究可追溯到早期的单层石墨烯体系中. 石墨烯是一种具有单层原子厚度的二维材料, 其物理性质容易受到外部机械应力的影响. 通过在石墨烯上施加应力, 可调控石墨烯的电子能带结构和电学性质^[9,10]. 更为有趣的是, 通过施加特定的应力场, 可诱导产生赝磁场, 进而实现零磁场下的朗道量子化和类量子霍尔效应^[5,11-13]. 从物理角度上理解, 应力场的引入改变了石墨烯原子之间的耦合系数, 在哈密顿量中等效地引入了赝磁场矢势项, 使得倒空间布里渊区的Dirac点发生偏移. 因此, 应力场为调节石墨烯中的电子动力学以及探索强磁场作用下的物理现象提供了一

引用格式: 温辛花, 邱春印. 人工结构赝磁场的研究进展. 科学通报, 2022, 67: 1223-1231

Wen X H, Qiu C Y. Advances in pseudo-magnetic field in artificial structures (in Chinese). Chin Sci Bull, 2022, 67: 1223-1231, doi: 10.1360/TB-2021-0830

个灵活可控的自由度。

这里先简单介绍石墨烯在特定应力场中产生赝磁场的机理。未受到机械应力时,石墨烯具有完美的二维蜂窝晶格,其 C_{3v} 晶体对称性支持布里渊区高对称点K(K')的狄拉克锥状色散——这种色散导致了许多的新奇物性^[14-17],如量子霍尔效应、Zitterbewegung振荡、Klein隧穿等。2010年,Guinea等人^[5]指出,特定的应力场可使石墨烯晶格发生畸变,让狄拉克点产生动量偏移,从而产生等效的矢势规范场。在紧束缚近似下,矢势可用二维应力场 $u_{ij}(x,y)$ 表达^[15,18]:

$$\mathbf{A} = \frac{\beta}{a} \begin{pmatrix} u_{xx} - u_{yy} \\ -2u_{xy} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中, a 为石墨烯晶格常数, $\beta = -\partial \ln t / \partial \ln a$ 是代表应变大小的无量纲参数, t 表示碳原子之间的最近邻耦合。结合磁场和矢势之间的关系: $\mathbf{B}_s = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}$,要构建严格空间均匀的赝磁场 B_s ,需在石墨烯中引入复杂的非均匀二维应力场,这在实验上是难以实现的。有

趣的是,人们通过施加三轴对称的应力场^[5,11],可在样品中心实现近似均匀的赝磁场,如图1(a)所示。在图1(b)中,对比于无应力、零磁场中的石墨烯态密度曲线(黑色虚线),赝磁场作用下的石墨烯态密度曲线(红色实线)显示了一系列分立的峰,它们分别对应于具有高态密度的朗道能级。这表明,类似于真实磁场诱导的朗道量子化现象(蓝色实线),赝磁场也可以用于调控电子动力学。该理论很快被实验证实。2010年,Levy等人^[11]利用特定的衬底产生三轴应力,测量了一系列石墨烯纳米气泡(图1(c)中的插图)的扫描隧道谱。如图1(c)所示,谱线峰值能量与理论预期(虚线)一致,证实了超过300 T的赝磁场和分立的朗道能级。需要指出的是,赝磁场与真实磁场不完全相同,它没有打破体系的时间反演对称性——两个不等价能谷中的狄拉克点移动方向相反,对应于相反的赝磁场。

石墨烯赝磁场的实现为人们在经典波体系中构造人工规范场提供了思路。受其启发,研究人员在玻色系统^[6-8,19](如光子晶体、声子晶体)中施加应变,研究与规范场相关的新奇现象。2013年,Rechtsman等人^[7]在

图1 三轴应力场诱导的赝磁场和朗道能级量子化。(a) 三轴应力拉伸的石墨烯上的赝磁场分布。(b) 石墨烯在无(赝)磁场(黑色虚线)、真实磁场(蓝色实线)以及赝磁场(红色实线)作用下的归一化态密度谱对比图。(c) 在石墨烯纳米气泡上测量的应力诱导的朗道能级(不同符号),与理论预测(虚线)相符合。(d) 由介电波导阵列构成的蜂窝晶格光子晶体示意图。(e) 三轴形变光子晶体(插图)中的本征能级分布,显示了赝磁场诱导的朗道能级平台。(f) 实验测量的态密度谱线(左图)和零朗道能级态对应的强度场分布(右图)。(a), (b)摘自文献^[5], (c)摘自文献^[11], (d), (e)摘自文献^[7], (f)摘自文献^[20]

Figure 1 Pseudo-magnetic field (PMF) and Landau quantization induced by triaxial strain. (a) PMF distribution in a triaxially stretched graphene. (b) The comparison for the normalized density of states of graphene under zero strain and zero magnetic field (black dashed line), a PMF (red solid line) and a real magnetic field (blue solid line). (c) Strain-induced Landau levels measured in graphene nanobubbles (symbols), which are consistent with the theoretical prediction (dashed line). (d) Schematic of the honeycomb photonic lattice made of dielectric waveguide arrays. (e) Eigenvalues for a triaxially deformed photonic crystal (see inset), which demonstrates the Landau plateaus induced by a PMF. (f) Experimentally measured density of states (left panel) and the spatially-resolved mode intensity for the zeroth-order Landau level (right panel). Here, (a) and (b) are adapted from Ref. ^[5], (c) is adapted from Ref. ^[11], (d) and (e) are adapted from Ref. ^[7], and (f) is adapted from Ref. ^[20]

介电光子晶体中引入三轴形变, 验证了赝磁场诱导的光学朗道量子化效应. 如图1(d)所示, 实验样品为耦合波导结构, 其横截面为蜂窝晶格. 为了模拟三轴应力场, Rechtsman等人^[7]通过晶格畸变调控近邻波导间的耦合强度, 从而产生人工规范势和局域在样品中心近似均匀分布的赝磁场. 在赝磁场的作用下, 狄拉克锥分裂成一系列高度简并的朗道能级, 如图1(e)频率平台所示. 需要指出的是, 这里用 z 方向的传播常数 β/c_0 模拟朗道能级的能量. 因此, 不容易直接从能谱上实验观察到朗道能级, 其存在性只能通过激发的横截面上场分布来间接表现(细节见文献^[7]). 基于类似方案, 最近Bellec等人^[20]通过设定耦合谐振子的位置模拟三轴应力诱导的晶格形变, 实验构建了二维赝磁场并表征了朗道能级态密度谱线, 如图1(f)所示. 他们也指出, 朗道能级具有两套等间距的能级序列, 分别对应于蜂窝晶格的两套子晶格, 具有所谓的超对称性 (super-symmetry). 类似的三轴形变方案也被应用到声学体系. 2017年, Yang等人^[8]通过设定声学共振腔的位置模拟三轴形变, 数值显示了声学赝磁场诱导的分立朗道能级.

2 单轴形变诱导的人工赝磁场

2017年, Abbaszadeh等人^[21]提出了两种理论方案来构建弹性力学体系中的赝磁场. 具体地, 该力学体系是由连接杆构成的蜂窝晶格结构(其中, 杆长为 a , 刚度

为 κ), 可用弹簧-振子模型描述. 图2(a)显示了第一种实现方案的机理: 施加应力, 使狄拉克点动量发生偏移. 通过在样品边界施加剪切应力, 使其产生随空间位置缓慢变化的晶格形变, 从而导致狄拉克点的动量偏移随空间位置变化, 得到等效的矢势规范场 $\mathbf{A}$ 和赝磁场 $\mathbf{B}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(x, y; \varepsilon) &= a(\mathbf{q}_K \cdot \nabla) \mathbf{U} + 4(\varepsilon_{ps}, -\varepsilon_{xy}), \\ \mathbf{U} &= (U_x, U_y) = (0, -Bx^2/4), \\ \nabla \times \mathbf{A} &= B\hat{z} = \text{const}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中, $\mathbf{U}$ 表示弹性能, $\mathbf{q}_K \equiv (0, 4\pi/(3\sqrt{3}a))$ 对应于K点的布洛赫波矢, $\varepsilon_{ps} = (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})/2$ 表示剪切应变, $\varepsilon_{ij} = (\partial_i U_j + \partial_j U_i)/2$ 表示均匀应变. 从式(2)可以看出, 施加此类剪切应变可在弹性机械晶体中产生均匀分布的力学赝磁场.

图2(b)展示了第二种构建空间均匀赝磁场的实现方案: 保持晶格不变, 通过引入 y 轴变化的连接杆刚度来构建空间梯度分布的矢势规范场. 在弹簧-振子模型中, 连接杆对应的有效弹簧常数为 $\kappa_i = \kappa + \delta\kappa_i$. 利用此方法, 构建的矢势规范场可表示为

$$\mathbf{A}(x, y; \delta\kappa) = \left(\frac{1}{3} \frac{2\delta\kappa_1 + \delta\kappa_2 + \delta\kappa_3}{\kappa}, \frac{\delta\kappa_2 - \delta\kappa_3}{\sqrt{3}\kappa} \right). \quad (3)$$

根据 $B\hat{z} = \nabla \times \mathbf{A}$, 为得到空间均匀的赝磁场, 有效弹

图2 力学石墨烯(由连接杆连接)中的赝磁场. (a) 赝磁场构建方案1: 通过施加剪切应力, 使晶格发生单轴形变, 引起狄拉克锥移动. (b) 赝磁场构建方案2: 沿 y 方向梯度排布连接杆的材料刚度. (c) 特定赝磁场下的前5条朗道能级(上图)和不同赝磁场下的零朗道能级(下图). (d) “三明治”波导结构中畴壁模态的子晶格极化特性; 中间和两侧晶体分别由弹簧常数 $\mu = -0.08$ 和 $\mu = 0.08$ 刻画. 摘自文献^[21]

Figure 2 PMF in mechanical graphene (connected by rods). (a) The first method for constructing PMF: Uniaxial lattice deformation induced by a pure shear strain, which leads to the shift of Dirac points. (b) The second method for constructing PMF: Gradients patterned local material stiffness of the rods along the y direction. (c) The first five Landau levels for a fixed PMF (upper panel) and the zeroth Landau-level band for different PMF strengths (lower panel). (d) Sublattice-polarization for domain-wall modes in a sandwiched waveguide structure, where the middle and lateral regions feature opposite spring constant $\mu = -0.08$ and $\mu = 0.08$, respectively. Adapted from Ref. ^[21]

簧常数的空间分布应满足 $\sqrt{3} \partial_x (\delta\kappa_2 - \delta\kappa_3) - \partial_y (\delta\kappa_2 + \delta\kappa_3) = 3\kappa B$. 对于 x 方向均匀分布的体系, 该条件可简化为 $\mu \equiv \frac{\delta\kappa_2}{\kappa} = \frac{\delta\kappa_3}{\kappa} = -\frac{\delta\kappa_1}{2\kappa} = \frac{By}{3}$. 图2(b)示意性地给出了弹簧常数 μ 从 -0.3 变化到 0.3 的空间排布. 基于该方案, 研究人员在弹性力学晶体中构建了空间均匀的赝磁场, 并数值展示了分立的朗道能级, 如图2(c)上图所示. 随着赝磁场强度的增大, K 点附近的零朗道能级会变得越来越平坦(对应着越来越高的态密度), 如图2(c)下图所示. 在此基础上, 研究者进一步数值展示了“三明治”波导结构中局域模态的子晶格极化特性, 如图2(d)所示. 基于类似方案, Brendel 等人^[22]提出了纳米级弹性机械晶体中的人工赝磁场, 并数值展示了由赝磁场诱导的朗道量子化现象和类量子霍尔边界态.

3 单轴形变人工赝磁场的实验实现

以上研究表明, 通过引入单胞参数的空间梯度变

化可实现人工结构赝磁场. 最近, 我们课题组^[23]提出了一种通过改变散射体的形状实现矢势的线性分布, 进而构建空间均匀赝磁场的实验方案. 该方案非常简单, 很容易推广到其他经典波人工结构体系.

先考虑由圆形散射体三角晶格排列而成的二维声子晶体. 在空气背景下, 散射体可视为刚性, 其周围的空气通道形成一个类似于石墨烯的蜂窝晶格, 其中两个子晶格用红点(A)和蓝点(B)标记, 见图3(a)中的右下插图. 该声学石墨烯在高对称点 $K(K')$ 处支持线性狄拉克锥, 在其附近可由有效狄拉克模型描述. 当散射体从圆形变为椭圆形时, 晶体对称性由 C_{3v} 下降为 C_{2v} ; 狄拉克点不再驻留于 $K(K')$, 而在对称性保护下沿镜面线 $K-K'$ 移动, 其偏移量 δk_x 有效地给出矢势 A_x , 见图3(a)中的左上插图. 有趣的是, 在一定范围内 A_x 和散射体形状因子 $(p-q)/p$ 呈线性关系, 且狄拉克频率 $\omega_D \approx 7$ kHz 几乎保持不变. 如图3(b)所示, 通过在 y 方向引入线性梯度变化的椭圆形状因子 (x 方向保持周期性), 可在声子晶体中

图3 单轴梯度声子晶体中的赝磁场和朗道量子化. (a) 狄拉克点在动量空间中的移动 δk_x (见左上插图), 正比于椭圆散射体的形状因子 $\xi = (p-q)/p$. (b) 由单轴梯度声子晶体构建的朗道规范势 $A_x(y) = -B_0 y$. (c) 具有均匀赝磁场的梯度声子晶体的带结构, 其中粗线标记了理论预测的朗道能级. (d) 不同赝磁场强度体系的归一化朗道能级. 数值模拟结果(彩色点)和理论预测(虚线)非常吻合. (a), (b)摘自文献^[23]

Figure 3 PMF and Landau quantization in a uniaxially gradient sonic crystal. (a) Simulated Dirac point shifts (circles) in momentum space (δk_x , illustrated in the upper inset) for the sonic crystal made of uniform elliptical scatterers, well fitted by a linear dependence (line) on the shape factor $\xi = (p-q)/p$. (b) Landau gauge potential $A_x(y) = -B_0 y$ synthesized by a gradient sonic crystal. (c) Simulated band structure for a gradient sonic crystal with a uniform PMF, where the bold lines label the theoretically predicted Landau levels. (d) Normalized Landau levels for three systems of different PMF strengths. The numerical results (color symbols) agree well with the theoretical prediction (dashed line). Here, (a) and (b) are adapted from Ref. ^[23]

构建沿 y 方向线性变化的矢势 $A_x(y)$, 进而实现空间均匀的声学赝磁场 $B_z = -\frac{\partial A_x}{\partial y}$, 这里负号表示赝磁场沿 $-z$ 方向。物理上, 当系统存在矢势 A_x 时, 狄拉克点附近的有效哈密顿量可表示为 $H = v_D((P_x + A_x)\sigma_x + P_y\sigma_y)$, 其中 $v_D = \partial\omega / \partial k$ 为狄拉克速度, P_x 和 P_y 为动量算符。该模型给出分立的朗道能级:

$$\Delta_n = \text{sgn}(n)\sqrt{|n|}\omega_c, \quad (4)$$

式中, Δ_n 是以狄拉克频率 ω_D 为参考点的朗道能级, $\omega_c = v_D\sqrt{2|B_z|}$ 是量子回旋频率的声学类比。图3(c)提供了赝磁场强度为 $B_0 = -0.013a^{-2}$ 的91层单轴梯度声子晶体的数值模拟带结构(K点附近), 显示了一系列分立的朗道能级平台(对应极高的态密度), 其频率和理论预期(黑色粗线)吻合得非常好。此外, 相比较于平台处的体态(如零朗道能级中的 s_2 态), 图3(c)也显示了具有非零群速度色散的边缘态, 它们可以出现在朗道平台之间的带隙中, 如图3(c)中标记的 s_1 和 s_3 态, 分别对应于样品的下边缘态和上边缘态。图3(d)显示了赝磁场强度分别为 B_0 、 $2B_0$ 和 $3B_0$ 的三个体系所对应的归一化朗道能级, 均与理论结果(虚线)非常吻合。

我们实验测量了样品的激发谱, 验证了单轴梯度声子晶体的朗道量子化现象。图4(a)显示了我们的实验装置图。样品为一个16层的梯度声子晶体, 其赝磁场 $B_z = -0.078a^{-2}$ (等效于石墨烯体系中840 T的强赝磁场)。为实验探测声场分布, 在透明亚克力盖板上A、B子晶格的位置预留了小孔, 分别用红色和蓝色盖子封住; 测

量时, 将声压探头伸进小孔逐个测量。图4(b)中黑色圆圈给出了实验测量的总声强谱, 它显示了明显的三个峰, 分别对应于0和 ± 1 三条朗道能级。特别地, 正如理论所预测的那样, 零朗道能级具有子晶格极化特性: 对比于A子晶格的声强谱(红色圆圈), B子晶格的谱峰被显著抑制。图4(c)显示了零朗道能级频率所对应的声压场分布, 进一步确证了子晶格极化特性。所有实验结果均与数值模拟吻合得非常好。

值得一提的是, 我们的赝磁场实现方案只涉及散射体的单轴形变, 不改变晶格形状, 因此容易在人工结构中实现大面积的均匀强赝磁场, 这为类量子霍尔边缘态的实验观测提供了可能。这里只关注沿样品下边界传播的边缘态。如图5所示, 声源位于样品的左下角, 以选择性地激发向右传播的边缘模式(如果声源位于样品的右下角, 将激发向左传播的边缘态, 因为赝磁场不破坏体系的时间反演对称性)。作为对比, 这里显示了三个典型频率的实验声场分布。与图3(c)中的 s_1 态类似, 7.3 kHz落在0和 ± 1 朗道能级平台之间, 其对应的声场分布表现为局域在样品底部的边缘态; 相比之下, 在7.0 kHz(类似于 s_2 体态)时, 更多的声能扩散到体中, 而对于 -1 和0朗道能级之间的6.7 kHz(对应于上边缘态频率), 压力场更加局域在声源周围。相反, 如果声源位于样品的上边界, 则在6.7 kHz出现传播边缘状态, 在7.3 kHz表现为局域化。从物理上讲, 这种不对称的边缘响应源于上边缘和下边缘终端不同的结构细节。

4 三维人工结构中的赝磁场

经典波人工结构体系成熟的制备技术为赝磁场的

图4 实验观测赝磁场诱导的声朗道能级。(a)实验装置图。(b)前三条朗道能级的激发谱线。实验结果(圆圈)和数值模拟(实线)非常吻合; 黑色虚线对应于零赝磁场体系(均匀声子晶体)的模拟结果。(c)测量于零朗道能级频率(7 kHz)的实验声强分布, 红、蓝球的尺寸分别对应于A、B子晶格幅值的大小。(a)和(c)摘自文献[23]

Figure 4 Experimental observation of the PMF-induced acoustic Landau levels. (a) Experimental set-up. (b) Measured frequency spectra (circles) for the total sound energy around the lowest three Landau levels, reproducing well the simulation results (lines). The black dashed line gives the spectrum for a uniform sonic crystal with zero PMF. (c) Measured sound profile for the zeroth order Landau level (7 kHz). The sizes of the red and blue spheres correspond to the field amplitudes at the A and B sub-lattices, respectively. (a) and (c) are adapted from Ref. [23]

图5 赝磁场诱导的声学量子霍尔效应边缘态. 测量(a)和模拟(b)三个不同频率下的压力幅度分布, 其中绿色五角星标记声源的位置. 实验很好地再现了模拟结果. 摘自文献[23]

Figure 5 Acoustic quantum-Hall-like edge states induced by the effective PMF. The measured (a) and simulated (b) pressure amplitude distributions at three different frequencies, where the green stars indicate the position of the sound source. The experiments reproduce well the simulations. Adapted from Ref. [23]

研究从二维扩展到三维提供了可能. 在三维人工结构中, 通过设计单胞结构及其对称性, 动量空间中能带交叉简并产生外尔点, 导致许多相关的新奇性质, 如开放费米弧表面态及拓扑负折射效应等[24~28]. 类似于二维体系中的狄拉克点, 三维体系中外尔点在动量空间的偏移也可以有效地产生矢势规范场[29,30]. 因此, 可以通过设计外尔点的动量位置, 在非均匀(或梯度)三维人工结构中构建线性矢势和赝磁场. 特别地, 由于外尔点具有手征性, (赝)磁场作用下的三维外尔系统可产生具有手征性的零朗道能级, 其传输方向由外尔点的手性和磁场的方向共同决定[29~31].

2019年, Jia等人[29]在微波体系中构造了一个非均匀的三维外尔超材料, 其中外尔点的动量随实空间位置缓慢变化, 实验实现了均匀赝磁场并观察到了手征零模. 图6(a)展示了微波体系的马鞍形单胞结构示意图, 其对称性保护了 $k_z=0$ 平面上的两对具有相反手性的外尔点. 通过调节单胞的几何参数 θ , 可以调控外尔点在动量空间的角向偏转; 与此同时, 调节几何参数 d 以保持外尔点频率几乎不变. 图6(b)示意性地给出了构建的非均匀三维外尔超材料: 在不同的实空间位置上, 4个外尔点的动量具有相应的偏转(以外尔点 Q_1 为例). 外尔点在角向的偏转有效地给出矢势

$$\mathbf{A} = \Delta \mathbf{k}^w \approx \left[\frac{axk_0^w}{\sqrt{2}}, -\frac{axk_0^w}{\sqrt{2}}, 0 \right]^T, \text{ 进而给出体系的赝磁场}$$

$$\mathbf{B} = [0, 0, -axk_0^w / \sqrt{2}]^T. \text{ 图6(c)显示了4个外尔点 } Q_1 \sim Q_4$$

在动量空间中的分布及其角向偏转(蓝色箭头), 产生沿 $\pm z$ 方向的赝磁场(右图). 赝磁场诱发产生朗道能级:

$$\omega_n = \begin{cases} w_z k_z \pm \frac{\sqrt{v_\perp^2 - w_\perp^2}}{v_\perp} \sqrt{v_z^2 k_z^2 + 2nBv_\perp \sqrt{v_\perp^2 - w_\perp^2}} & n > 0, \\ \left(w_z + \chi^z \text{sgn}(B) \frac{v_z \sqrt{v_\perp^2 - w_\perp^2}}{v_\perp} \right) k_z & n = 0, \end{cases} \quad (5)$$

式中, $v_\perp$ 和 $w_\perp$ 是考虑外尔锥状色散倾斜后重新定义的速度, $\chi^z = \pm 1$ 表征外尔点的手征性. 从式(5)可以看出, 不同于二维体系中的零级朗道平台, 三维梯度外尔超材料中的零朗道能级具有线性色散和单向传输的特性, 其群速度方向由外尔点手征 χ^z 和磁场方向共同决定. 如图6(d)所示, 外尔点 $Q_{3,4}$ 附近的手征零模具有正的群速度, 而外尔点 $Q_{1,2}$ 附近的手征零模具有负的群速度. 因此, 放置在样品上表面或下表面的点源可选择性地激发不同的手征零模, 具体实验参见文献[29].

几乎在同一时间段, Peri等人[30]在三维外尔声子晶体中构建了声学赝磁场, 并实验观测到了声学手征零模. 图6(e)左图显示了三维六角晶格外尔声子晶体的单胞几何结构, 层与层之间通过螺旋状的“通风口”进行耦合(该层间耦合打破了体系的空间反演对称性). 由于体系具有时间反演对称性, 在声子晶体带结构的高对称点K、K'、H和H'点产生了4个外尔点. 特别地, K(K')和H(H')点上的外尔点具有相反手性(由不同颜色的圆圈显示), 当改变层间耦合的结构参数时, 它们可在KH

图6 三维人工结构中的赝磁场和手征零朗道能级。(a) 3D微波外尔超材料的单胞结构示意图。(b) 梯度外尔超材料的构建机理图：其单胞旋转角 θ 沿 x 方向梯度变化，使得外尔点 Q_1 的角向位置随空间变化。(c) 位于 $k_z=0$ 动量平面上的外尔点位置偏转(左图)诱导产生赝磁场(右图)。(d) 不同外尔点附近的手征零模。(e) 三维外尔声子晶体的单胞示意图(左图)及参数变化诱导的外尔点移动(右图)。(f) 梯度外尔声子晶体中的手征零模。(a)~(d)摘自文献[29]，(e)和(f)摘自文献[30]

Figure 6 PMFs and zero-order chiral Landau level in 3D artificial structures. (a) Unit-cell of a 3D microwave Weyl metamaterial. (b) Schematic of the gradient Weyl metamaterial, where the angular shifts of Weyl point Q_1 are realized by adjusting the rotational angle θ along the x direction. (c) PMFs (right panel) induced by the momentum shifts of Weyl points locating at $k_z=0$ (left panel). (d) Chiral zero modes around different Weyl points. (e) Unit-cell geometry of a 3D sonic crystal (left panel), and the shift of Weyl points (right panel) realized by varying geometry parameters. (f) Chiral zero modes in a gradient Weyl sonic crystal. (a)~(d) are adapted from Ref. [29], and (e) and (f) are adapted from Ref. [30]

(K'H')动量线上沿相反的方向移动，如图6(e)中右图所示。通过在 x 轴方向排列几何参数呈梯度变化的单胞，研究者实现了 y 方向的赝磁场及其诱导的手征零模，如图6(f)所示。

5 总结和展望

本文介绍了近年来二维和三维人工结构中赝磁场的研究进展。限于篇幅，我们简单回顾了几种典型的矢量构建方案以及赝磁场诱导的物理现象，如朗道量子化、类量子霍尔效应边缘态、具有单向传输特性的手征零朗道能级等。值得强调的是，人工结构的可调性为实验观测与赝磁场相关的物理提供了有力保障。人工结构赝磁场的实现，为声波、光波等体系引入了类似于电子在磁场中的物理效应，进而为操控这类经典波提供了新机制，同时也提供了许多潜在的应用。在人工结构赝磁场体系引入新的物理特性，如P-T对称

性^[32,33]，可实现更多有趣的波场调控^[34]。例如，结合子晶格极化特性，在赝磁场体系中引入恰当的增益和损耗，可实现选择性的光、声抑制或者激射效应^[6,23]。另外，朗道能级上的高态密度在光、声增强发射和非线性混波方面也具有潜在的应用前景，有望创造出新型的激光器。

与此同时，经典波体系中赝磁场的研究也面临着一些挑战，如样品制作与现代工艺的结合，从而实现赝磁场相关器件的小型化、可集成化，使其更好地与现代通讯技术(如5G通讯技术)结合。值得指出的是，Yan等人^[35]近期在用硅基制造工艺制备的人工结构上实现了力学赝磁场并观测到“蛇态”(在两块具有相反的赝磁场样品的畴壁附近发生的回旋运动)。再者，在人工结构中实现大面积均匀赝磁场需考虑损耗的影响，损耗的存在将影响朗道能级上高态密度的激发，使其对应峰的 Q 因子下降。

参考文献

- Landau L D, Lifshitz E M. Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory (Vol. 3). Amsterdam: Elsevier, 2013
- Klitzing K V, Dorda G, Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Phys Rev Lett*, 1980, 45: 494-497
- Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, et al. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential. *Phys Rev Lett*, 1982, 49:

405–408

- 4 Aharonov Y, Bohm D. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys Rev*, 1959, 115: 485–491
- 5 Guinea F, Katsnelson M I, Geim A K. Energy gaps and a zero-field quantum Hall effect in graphene by strain engineering. *Nat Phys*, 2010, 6: 30–33
- 6 Schomerus H, Halpern N Y. Parity anomaly and Landau-level lasing in strained photonic honeycomb lattices. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 013903
- 7 Rechtsman M C, Zeuner J M, Tünnermann A, et al. Strain-induced pseudomagnetic field and photonic Landau levels in dielectric structures. *Nat Photonics*, 2013, 7: 153–158
- 8 Yang Z, Gao F, Yang Y, et al. Strain-induced gauge field and Landau levels in acoustic structures. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 194301
- 9 Ni Z H, Yu T, Lu Y H, et al. Uniaxial strain on graphene: Raman spectroscopy study and band-gap opening. *ACS Nano*, 2008, 2: 2301–2305
- 10 Gui G, Li J, Zhong J. Band structure engineering of graphene by strain: First-principles calculations. *Phys Rev B*, 2008, 78: 075435
- 11 Levy N, Burke S A, Meaker K L, et al. Strain-induced pseudo-magnetic fields greater than 300 Tesla in graphene nanobubbles. *Science*, 2010, 329: 544–547
- 12 Low T, Guinea F. Strain-induced pseudomagnetic field for novel graphene electronics. *Nano Lett*, 2010, 10: 3551–3554
- 13 Shi H, Zhan Z, Qi Z, et al. Large-area, periodic, and tunable intrinsic pseudo-magnetic fields in low-angle twisted bilayer graphene. *Nat Commun*, 2020, 11: 371
- 14 Gusynin V P, Sharapov S G. Unconventional integer quantum Hall effect in graphene. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 146801
- 15 Bolotin K I, Ghahari F, Shulman M D, et al. Observation of the fractional quantum Hall effect in graphene. *Nature*, 2009, 462: 196–199
- 16 Katsnelson M I. Zitterbewegung, chirality, and minimal conductivity in graphene. *Eur Phys J B*, 2006, 51: 157–160
- 17 Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K. Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene. *Nat Phys*, 2006, 2: 620–625
- 18 Mañes J L. Symmetry-based approach to electron-phonon interactions in graphene. *Phys Rev B*, 2007, 76: 045430
- 19 Jamadi O, Rozas E, Salerno G, et al. Direct observation of photonic Landau levels and helical edge states in strained honeycomb lattices. *Light Sci Appl*, 2020, 9: 1
- 20 Bellec M, Poli C, Kuhl U, et al. Observation of supersymmetric pseudo-Landau levels in strained microwave graphene. *Light Sci Appl*, 2020, 9: 146
- 21 Abbaszadeh H, Souslov A, Paulose J, et al. Sonic Landau levels and synthetic gauge fields in mechanical metamaterials. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 195502
- 22 Brendel C, Peano V, Painter O J, et al. Pseudomagnetic fields for sound at the nanoscale. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: E3390–E3395
- 23 Wen X, Qiu C, Qi Y, et al. Acoustic Landau quantization and quantum-Hall-like edge states. *Nat Phys*, 2019, 15: 352–356
- 24 Lu L, Wang Z, Ye D, et al. Experimental observation of Weyl points. *Science*, 2015, 349: 622–624
- 25 Noh J, Huang S, Leykam D, et al. Experimental observation of optical Weyl points and Fermi arc-like surface states. *Nat Phys*, 2017, 13: 611–617
- 26 Xiao M, Chen W J, He W Y, et al. Synthetic gauge flux and Weyl points in acoustic systems. *Nat Phys*, 2015, 11: 920–924
- 27 Li F, Huang X, Lu J, et al. Weyl points and Fermi arcs in a chiral phononic crystal. *Nat Phys*, 2018, 14: 30–34
- 28 He H, Qiu C, Ye L, et al. Topological negative refraction of surface acoustic waves in a Weyl phononic crystal. *Nature*, 2018, 560: 61–64
- 29 Jia H, Zhang R, Gao W, et al. Observation of chiral zero mode in inhomogeneous three-dimensional Weyl metamaterials. *Science*, 2019, 363: 148–151
- 30 Peri V, Serra-Garcia M, Ilan R, et al. Axial-field-induced chiral channels in an acoustic Weyl system. *Nat Phys*, 2019, 15: 357–361
- 31 Yuan X, Yan Z, Song C, et al. Chiral Landau levels in Weyl semimetal NbAs with multiple topological carriers. *Nat Commun*, 2018, 9: 1854
- 32 Zhu X, Ramezani H, Shi C, et al. PT-symmetric acoustics. *Phys Rev X*, 2014, 4: 031042
- 33 Liu T, Zhu X, Chen F, et al. Unidirectional wave vector manipulation in two-dimensional space with an all passive acoustic parity-time-symmetric metamaterials crystal. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 124502
- 34 Deng F S, Sun Y, Liu Y H, et al. Valley Hall effect induced by pseudomagnetic field in distorted photonic (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2017, 66: 114208 [邓富胜, 孙勇, 刘艳红, 等. 光子石墨烯中赝磁场作用下的谷霍尔效应. *物理学报*, 2017, 66: 114208]
- 35 Yan M, Deng W, Huang X, et al. Pseudomagnetic fields enabled manipulation of on-chip elastic waves. *Phys Rev Lett*, 2021, 127: 136401

Summary for “人工结构赝磁场的研究进展”

Advances in pseudo-magnetic field in artificial structures

Xinhua Wen & Chunyin Qiu^{*}

School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China

^{*} Corresponding author, E-mail: cyqiu@whu.edu.cn

Pseudo-magnetic fields (PMFs) are firstly proposed in stretched graphene systems, in which the electrons behave as they do in a real magnetic field. Physically, the mechanical strain results in a lattice deformation and changes the hopping strength between carbon atoms, and thus induces an effective vector potential by shifting the Dirac points at the Brillouin zone. The PMF opens the door to control quantum transport by mechanical means and to explore unprecedented physics in a high-field regime, thus has drawn widespread attention recently. Inspired by the realization of strain-induced PMF in graphene, the concept of PMF is introduced into classical wave (e.g., optical and acoustic) systems using similar ways, because the strain tensor can also be written in the form of the vector potential within the tight binding approximation in classical wave systems. For classical wave systems that do not (or weakly) respond to external magnetic fields, the introduction of PMFs provides a new mechanism for controlling waves, and brings many physical properties analogous to those in real magnetic fields, such as Landau level quantization and quantum-Hall-like effect. Meanwhile, the macroscopic controllability enables the (optical or acoustic) artificial structure to provide an excellent macroscopic platform to explore PMFs and associated phenomena. In this review article, we introduce the recent progress of PMFs in artificial structures, especially on the construction routes of PMFs and related physical properties. The first classical PMF is realized in a triaxially deformed honeycomb photonic lattice, which consists of long dielectric waveguide arrays. Similarly, the PMF can be achieved in the other classical wave systems like microwave and acoustic systems by applying a triaxial strain field on the artificial structures or using the simulated strain effect by displacing the lattice sites. To simplify the experimental realization, a uniaxial strain field or deformation is proposed to realize the PMF in classical wave systems. Particularly, the microscopic controllability of artificial structures provides us a more simple approach to experimentally generate the PMF by engineering the individual unit-cell structure. By patterning the gradually varied unit-cell structures, the linearly varying vector potential can be realized in the gradient artificial structure, which results in a large uniform PMF. In such a system, the frequency-resolved spectrum is measured to demonstrate the Landau Levels induced by the PMF, and the quantum-Hall-like edge states are also observed. Benefiting from the macroscopic controllability of artificial structures, the PMF can be extended to 3D classical systems by engineering gradient artificial structures, in which the shifting of Weyl points effectively induces a gauge field. Particularly, in contrast to the zero-order Landau plateau in a 2D system with PMF, the zero-order chiral Landau level with linear dispersion is observed in 3D artificial structures with PMF. The zero-order chiral Landau level is characterized by one-way propagation, and the direction of group velocity is determined by the chirality of the Weyl point and the direction of PMF. The introduction of PMFs in 2D and 3D classical systems not only provides us a possibility to explore novel physics associated to the magnetic field without real magnetic field, but also opens the door to a wide range of potential applications, such as enhancing light or sound emission and nonlinear wave mixing due to the high density of states of Landau levels, optical or sound laser, and topological transports of the edge states under PMFs.

artificial structures, pseudo-magnetic field, Landau level, quantum-Hall-like effect

doi: [10.1360/TB-2021-0830](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0830)