

涌现于交叉科学的新方向——活性物质*

张何朋^{1,†} 施夏清^{2,††} 杨明成^{3,†††}

(1 上海交通大学物理与天文学院 自然科学研究院 上海 200240)

(2 苏州大学物理科学与技术学院 软凝聚态物理及交叉研究中心 苏州 215006)

(3 中国科学院物理研究所 北京 100190)

An emerging interdisciplinary research direction ——Active matter

ZHANG He-Peng^{1,†} SHI Xia-Qing^{2,††} YANG Ming-Cheng^{3,†††}

(1 School of Physics and Astronomy & Institute of Natural Sciences, Shanghai Jiao
Tong University, Shanghai 200240, China)

(2 Center for Soft Condensed Matter Physics and Interdisciplinary Research & School of
Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China)

(3 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2021-12-30收到

† email: hepeng_zhang@sjtu.edu.cn

†† email: xqshi@suda.edu.cn

††† email: mcyang@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20220401

摘要 活性物质是一类由自驱动个体组成的非平衡系统，存在于从宏观到微观的各个尺度，典型例子包括动物群落、细胞组织、微纳米机器、分子马达等。活性物质的组成个体可以通过消耗局域存储的自由能打破细致平衡、实现自驱动运动，同时通过相互作用形成众多的集体行为，比如自发流动、无序—有序相变、运动的拓扑缺陷等。文章聚焦活性物质的集体行为，从理论和实验的角度揭示这些行为的形成机制和非平衡特征，并讨论活性物质研究在生物、数学和工程等学科中的影响和可能应用。

关键词 活性物质，非平衡系统，集体行为，统计物理，动力学

Abstract Active matter is a novel class of nonequilibrium systems composed of autonomous constituents, which can consume locally stored free energy to achieve self-propelled motion. Examples of active matter can be found at diverse length scales, from animal groups to cell colonies and tissues to *in vitro* cytoskeletal extracts and manmade microscopic motors. Energy input at the level of the individual constituents drives active matter systems out of thermal equilibrium and leads to a wide range of collective phenomena. Here, we review, from both theoretical and experimental perspectives, some of these intriguing phenomena in active matter, including collective migration, spontaneous flow, motile topological defects and various phase transitions. Applications of active matter research in biology, mathematics, and engineering will also be discussed.

Keywords active matter, non-equilibrium system, collective behavior, statistical physics, dynamics

* 国家自然科学基金(批准号: 12074243, 11774222, 11635002, 11922506, 11874397)资助项目; 中国科学院B类先导专项(批准号: XDB33030300)

1 引言

自然界中的很多生物表现出了形态各异的集体行为，比如成群迁移的角马、集体飞行的鸟群和结队巡游的鱼类等^[1-3]。摄影师 Daniel Biber 在 2016 年拍摄到了图 1(a)中的照片：成千上万只欧椋鸟高速而同步地飞行，在夕阳下像云彩一样在空中幻化成了一个巨鸟的图案^[4]。无独有偶，类似的集体运动也发生在生命世界的极小端：图 1(c)中智能和感官能力十分有限的细菌也能借助简单的碰撞和流体力学作用形成有序的运动^[5, 6]。生命系统之外，物理学家还构造了人造系统探究集体运动的形成机制，比如 Dauchot 等利用振动的平台驱动厘米尺度的颗粒产生水平运动，颗粒之间的非弹性碰撞使得碰撞后粒子对的相对速度降低，引入速度关联，产生图 1(b)中的集体运动^[7]。

虽然所涉及的个体在空间尺寸、感知能力和驱动方式上有巨大的差异，但是上述系统表现出的集体运动有很多共性，吸引了来自多个领域科学家的注意。近三十年的实验、理论和模型研究表明，众多的集体运动可以通过活性物质的理论框架来理解。活性物质由具有自驱动能力的个体构成，个体(如鸟、细胞、分子机器等)通过消耗自身或环境储备的自由能实现自驱动。这种个体尺度的自驱动在微观层面上打破细致平衡，使得系统形成丰富的非平衡相态；动力学上，自驱动个体之间的相互作用可以将能量从微观尺度输运到宏观尺度，产生多尺度的动力学时空结构。活

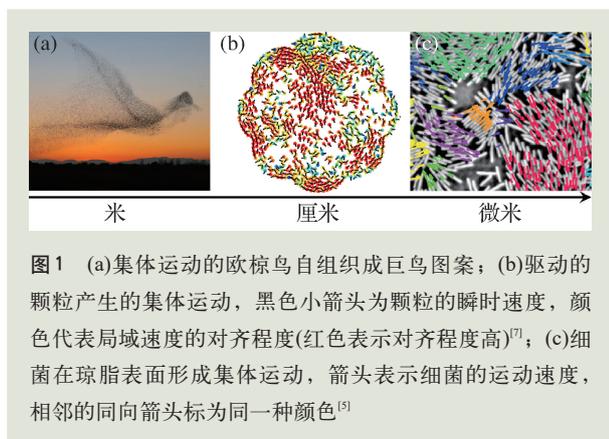


图1 (a)集体运动的欧椋鸟自组织成巨鸟图案；(b)驱动的颗粒产生的集体运动，黑色小箭头为颗粒的瞬时速度，颜色代表局域速度的对齐程度(红色表示对齐程度高)^[7]；(c)细菌在琼脂表面形成集体运动，箭头表示细菌的运动速度，相邻的同向箭头标为同一种颜色^[5]

性物质研究利用和拓展现有的非平衡统计物理理论，探索个体尺度的能量输入转化为宏观尺度有序结构和运动的机制，同时推动生命^[8]、医药^[9]和工程^[10]领域的相关工作。因此，活性物质研究一方面有望回答重要基本理论问题，同时也有众多实际的应用前景，是一个跨学科的前沿研究方向，备受来自物理、生物、化学和工程等领域科学家的关注。

2 运动学时间可逆性和微尺度活性个体的驱动机制

理解活性个体自驱动的力学机制往往是研究活性物质的第一步。以存在于流体(空气或者水)环境中的活性物质(如鸟、鱼、运动微生物等)为例，活性个体通过和流体环境相互作用获得驱动力。然而不同系统产生驱动的力学机制却可能大相径庭^[11]，比如宏观尺度的鸟和鱼可以通过周期性摆动翅膀或者鱼鳍获得驱动力，而微观尺度的细菌却是通过旋转螺旋形的鞭毛而前进^[12]。这些驱动方式的不同可以通过流体力学效应理解。流体运动由纳维—斯托克斯方程描述，该方程中惯性项和粘滞项的比值定义了一个名为雷诺数的无量纲数，它的定义为： $Re = UL/\nu$ ，其中 U 是流速， L 是活性个体的尺寸， ν 是动力粘滞系数(kinematic viscosity)，室温下水的动力粘滞系数 $\nu \approx 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。我们先考虑一个宏观生物：一条体长 10 cm 的鱼，以 10 cm/s 速度游动时的雷诺数为 $Re=10000$ ，此时惯性力主导流体运动，并帮助周期摆动的鱼鳍产生驱动力。下面我们再考虑一个 10 μm 长的微生物以 10 $\mu\text{m}/\text{s}$ 的速度运动，此时雷诺数为 $Re=0.0001$ ，这个区间流体粘滞力占主导，纳维—斯托克斯方程中的时间导数可忽略，变成不含时的斯托克斯方程，表现出运动学时间可逆性。图 2(a)中的实验是对时间可逆性的生动展示：转动的内筒和静止的外筒在粘滞流体中产生一个剪切流场，拉伸三滴紫色染料，使之颜色变淡；之后内筒反转，稀释的染料渐渐汇聚，最终神奇地出现在初始的位置。这说明当内筒运动

回到初始位置后，系统其他性质也恢复原状^[13]。基于时间可逆性的考虑，珀塞尔提出了一个有趣的“扇贝定理”^[14]。图2(b)中厘米尺度的扇贝利用在水中缓慢张开贝壳之后迅速合拢产生的冲击力游动^[15]。然而如果我们把扇贝缩小到微米量级，这种方式就不能产生驱动力了：贝壳张开和闭拢的形变过程在时间上是对称的，贝壳张开时会前进，但闭拢时相反的力会让它回到原位，类似于图2(a)中的染料。根据同样的原理，我们也可以理解周期性摆动鱼鳍无法在低雷诺数环境下驱动。

为了在低雷诺数环境下游动，微生物需要一个时间反演非对称的驱动方式来摆脱“扇贝定理”的束缚^[16]。行波是微生物最常使用的方法：图2(c)中精子鞭毛在分子马达的驱动下有规则的弯曲，产生了一个从身体传向鞭毛尾端的行波式形变，从而产生一个与波的传播方向相反的流体力，驱动精子的运动^[17]。这种细长型鞭毛配合行波驱动的方式在微生物中很常见^[18]；图2(d)中的细菌转动螺旋形的刚性鞭毛，产生一个向尾部传播的形变波，打破对称性^[19]。运动的细菌能在周围流体中产生流场，流场各向异性，随着距离的平方衰减，如图2(e)所示。通过这样的流场，细菌之间可以相互作用，改变彼此的身体取向和运动速度^[20]。

3 活性物质的相变

活性物质，作为一类物质体系，其必然具有丰富的物质相态结构。当大量具有相互作用的活性粒子形成多体系统时，活性物质体系不但可能呈现一般平衡态物质常有的相变行为，同时在这类系统中通过集体模式的非线性相互作用，可以激发出更为丰富的宏观动力学结构。这些丰富的相态及与之伴随的集体动力学，正是活性物质物理的魅力所在。

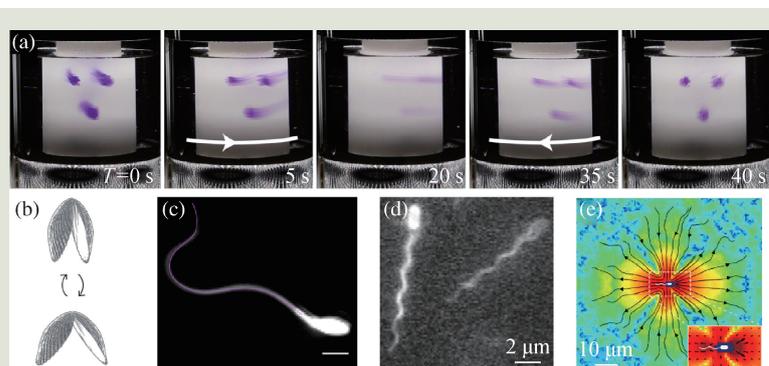


图2 (a)低雷诺数流体中时间可逆性的实验展示：粘性液体在内外圆筒之间，初始($T = 0$ s)有三滴紫色染料，在内筒转动产生的剪切流中染料被拉伸、被稀释到 $T = 20$ s，之后内筒反转到初始位置，染料也随之回到初始位置($T = 40$ s)^[13]；(b)扇贝使用的时间可逆位型变化^[15]；(c)运动精子的照片^[17]；(d)运动细菌的荧光照片^[19]；(e)细菌周围的流场，颜色对应速度大小，线条对应流线^[20]

3.1 活性物质中的二维长程序

1995年，T. Vicsek等人试图考虑一类非平衡体系的相变行为^[21]。类比于平衡态的XY模型，同时受到生物体系群体行为的启发，模型中的自旋指向除了代表极化方向同时还被赋予粒子运动的速度方向，相互作用则采用简单的局域速度对齐。由于粒子在二维平面内迁移，它们的位置不断变化，在不同的噪声条件下，展现出极为不同的动力学行为。受相变临界行为的启发，T. Vicsek等人计算了系统的极化序参量，并通过一系列的标度分析，确认系统中存在一类新型的有序—无序相变，体系在相变点遵守一定的标度率^[21]。然而，由于当时计算速度的限制，他们模拟的体系大小离系统的热力学极限行为的标度区间似乎还差得很远。之后H. Chaté等人的一系列工作表明，体系在相变点附近的转变并非一般的连续相变，转变点附近的有序态出现条带状相分离结构，极化序参量出现不连续跳变^[22]。

事实上Vicsek模型中的有序态在二维情况下展现出了平衡态不可能实现的长程序，虽然在他们1995年的论文中并没有提及这个重要的结果^[23]，但通过J. Toner和涂豫海对序参量场流体力学方程的动力学重整化群的理论分析，这一行为很快得以证实^[24]。对于平衡态体系，1966年

Mermin—Wagner 定理指出具有连续旋转对称性的体系在二维情况下是不可能存在长程序的，这在数学上可以被严格证明。而 20 世纪 70 年代的 Berezinskii—Kosterlitz—Thouless(BKT) 理论则指出这样的体系可以存在序参量关联函数呈幂指数衰减的准长程序，在热力学极限下有序态的序参量依然趋于 0。对于 Vicsek 模型这样的自驱动体系，个体的自驱动行为显然破坏了平衡态条件，Mermin—Wagner 定理的前提就不能成立。物理上的关键在于极化序参量场对应的自驱动速度场必然导致非线性的对流项，这一对流项的作用不仅揭示了该体系与平衡态宏观流体动力学的本质区别，并且起到了直接稳定长程序的作用^[25]。

T. Vicsek, J. Toner 和涂豫海对于自驱动体系的研究堪称活性物质研究的奠基性工作(三人一起被授予了 2020 年度的昂萨格奖，该奖表彰统计物理理论方面的杰出研究工作)，不论是 Vicsek 模型，还是流体动力学理论都对后续的工作具有非常重要的启发意义^[2, 25-27]。这类非平衡体系相变中依然可能存在普适性的理念，使物理学家乐于尝

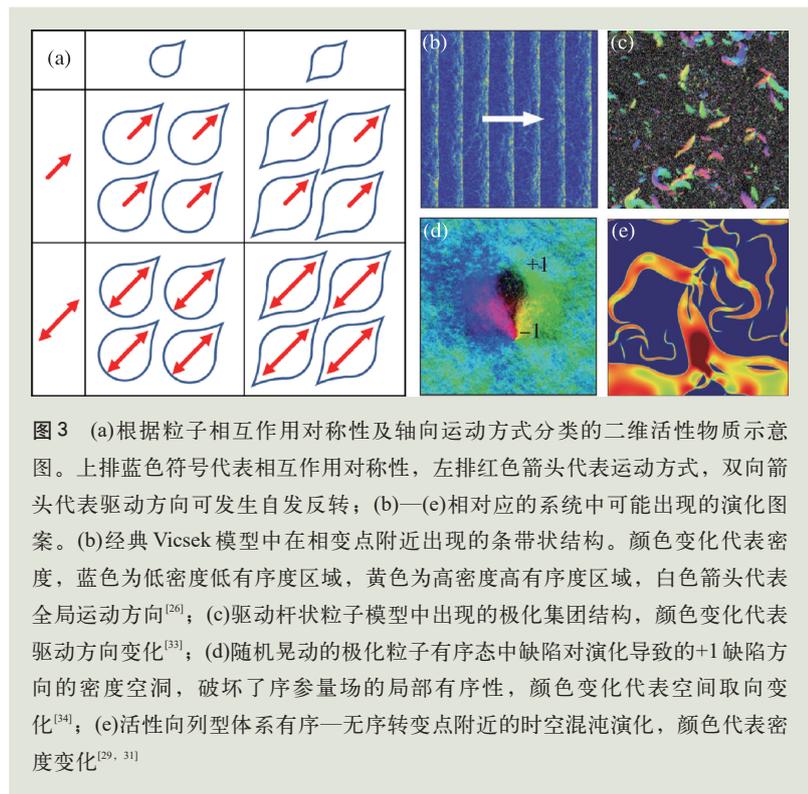
试新的模型去描述带有普遍意义的活性物质体系。

3.2 活性物质的对称性分类及相态

类比于软物质体系中通过相互作用取向对称性划分为极化液晶、向列型液晶，在活性物质体系通过增加自驱动取向，我们可以简单划分出四类活性物质的对称类型(图 3)^[2, 26]。图中粒子的轮廓代表相互作用的类型，而箭头代表某个时刻可能的运动方向。

所有这些类型的模型都有一个特点，即运动方向和极化方向存在极其紧密的关系。即使对于图中的双向箭头，粒子的运动主要也是沿着轴向扩散，而不是侧向运动。由此可见，在这类活性物质体系，局部集体运动和系统的取向场紧密相关。同时粒子的运动必然带来密度场的演化，而密度的高低又将直接决定局部的有序度。这导致在描述系统的宏观流体动力学方程中，密度场和序参量场有紧密的耦合关系，在很多情况下这会诱发均匀有序态的长波失稳。

在相变点附近，体系的有序度对密度有非常敏感的依赖关系，导致均匀有序态最容易在相变点附近发生失稳^[28, 29]。正是这一机制导致 Vicsek 模型在有序—无序转变区间形成类似于近晶相的条带结构(图 3(b))^[22, 28]，而在活性向列型(图 3(e))和自驱动棒状粒子体系(图 3(c))，则呈现出条带结构或者拓扑缺陷的时空混沌动力学^[29-33]。这些非线性动力学结构都直接破坏了体系在相变点附近的临界性^[22, 30]。从这方面看，轴向随机晃动的极化粒子是个例外(图 3(d))，模拟和对体系流体动力学方程的分析都表明，这个体系在相变点附近均匀态可以是稳定的^[34]，正是这一特性使该系统成为这四类模型中唯一可以研究相变临界行为特性的活性物质体系。



3.3 活性布朗粒子的气液相分离

描述上述活性物质体系大尺度行为的序参量场需要是一个矢量场或者张量场，在数学上是比较复杂的，一般需要多个相互耦合的流体动力学方程才能刻画其热力学极限行为。由于自驱动粒子本身的驱动方向是个矢量，这种复杂性似乎是无法避免的。如果我们考虑自驱动的球形颗粒，相互作用只存在排斥效应，那么在长时间上看自驱动效应由于角度的旋转扩散只能贡献一个有效的粒子扩散，描述这类体系的流体动力学变量只需要一个标量场密度^[35]。这就是活性物质中常被提及的活性布朗粒子(active Brownian particles)^[36]。

由于粒子间相互排斥，自驱动导致的有效扩散将取决于周围的粒子密度，处于局部高密度区域的粒子有效扩散会相对较慢。当体系的本体密度或者体系的角度Peclet数(以粒子直径为单位长度约化的自驱动速度和角度扩散的比值)到达一定阈值时系统会产生自发的相分离。值得注意的是，这里发生相分离的体系中粒子间只存在排斥相互作用，这在平衡态下是不可能的。这一现象可以被认为是一种运动诱导的相分离^[36-39]。

对这种特殊的活性布朗粒子体系的相分离行为的研究涉及到多个重要的问题，比如体系中气液界面表面张力的正负号问题^[40-42]、相分离的生长动力学慢化^[43]以及相分离临界点的普适类^[44, 45]等等。描述这些问题的关键是找到准确的描述体系大尺度行为的流体动力学方程。目前已经发现，有别于平衡态的相分离理论，流体动力学方程中必须引入高阶的非线性项^[46]。这些项的存在来源于自驱动效应并且与粒子间的排斥作用以及粒子间的空间关联有关，并且不能通过有效的自由能泛函得到。这对定义体系的表面张力等热力学量造成了困难。即使在高密度液相，大尺度的模拟计算表明体系中会自发产生气泡^[47]，并具有自组织临界性^[43]。有序相的奇异性能否影响和改变体系相分离临界点的普适类，目前尚待观察，

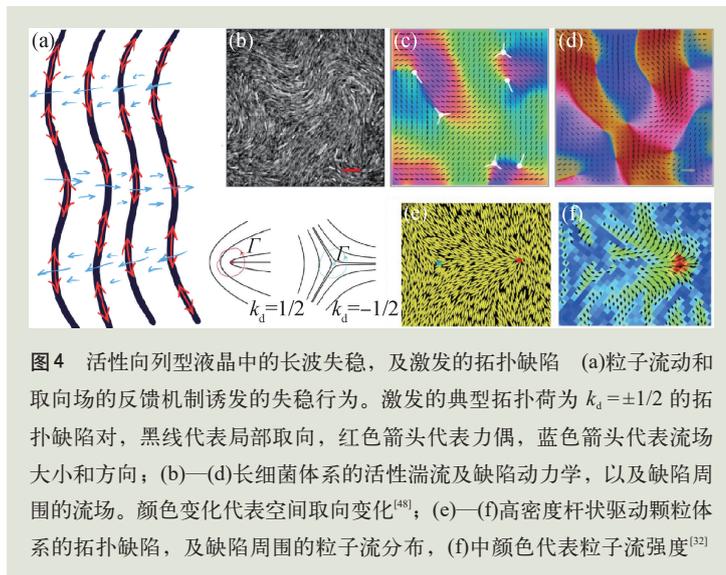


图4 活性向列型液晶中的长波失稳，及激发的拓扑缺陷 (a)粒子流动和取向场的反馈机制诱发的失稳行为。激发的典型拓扑荷为 $k_d = \pm 1/2$ 的拓扑缺陷对，黑线代表局部取向，红色箭头代表力偶，蓝色箭头代表流场大小和方向；(b)–(d)长细菌体系的活性湍流及缺陷动力学，以及缺陷周围的流场。颜色变化代表空间取向变化^[48]；(e)–(f)高密度杆状驱动颗粒体系的拓扑缺陷，及缺陷周围的粒子流分布，(f)中颜色代表粒子流强度^[32]

理解这类体系的相分离本质可能尚需时间。

3.4 活性湍流及缺陷运动行为

如果我们考虑自驱动粒子处于流体之中，那么它们的自驱动行为必然导致流体的运动。在自驱动粒子和流体的混合体系的本体相中，任何内部作用必然遵守动量守恒，这导致粒子的自驱动运动对流体施加的作用从远距离看是一对力偶^[27]。大量取向有序自驱动粒子的驱动行为，通过这些力偶叠加，只要粒子排列不是完美对齐，就会导致流体在大尺度上产生流动(图4(a))。而自驱动粒子本身就在流体之中，其平动和转动都将受制于流场的强度及局部的涡度和应变^[48]。这对粒子取向的作用形成一套正反馈的机制，导致高密度有序态也会发生时空失稳^[49]。这在高密度的活性相列相中非常明显，形成所谓的活性湍流^[6]。事实上即使没有直接的流体相互作用，如果高密度时粒子迁移导致的挤压和排斥对粒子的取向有直接的作用，有序态也会发生类似的失稳^[32, 50, 51]。

在高密度下，粒子局部排列非常整齐，长波失稳的结果是激发体系对称性允许的拓扑缺陷(图4(a))。向列相对称性下，拓扑荷为 $1/2$ 的缺陷具有极化，缺陷周围的应力场无法平衡，缺陷会发生轴向的迁移(图4(b)–(f))。迁移取决于应力场的前

后分布, $+1/2$ 可以具有沿鼻子方向向前或者向后的定向迁移^[8, 32, 50-54]。这与平衡态体系极为不同, 在平衡态下, 体系内部并不会自发产生这样的应力梯度来驱动缺陷运动。在三维情况下, 缺陷行为更为丰富。这些二维情况下的点缺陷可以受限在液滴界面^[54], 也可在三维形成线缺陷, 并且连接成环状结构^[55]。缺陷的激发和湮灭对应于环形膨胀和收缩, 相关的理论研究极为活跃。

其他可能对活性物质体系相变普适类带来本质影响的因素包括粒子及其自驱动的手性、界面动量损耗以及淬火无序带来的影响等等^[56, 57]。目前相关的研究非常广泛, 限于篇幅, 我们在此不再一一介绍。从上文可以看出, 对活性物质相变及其动力学的研究, 是我们认识非平衡临界行为的有力工具, 对于推动物理普适性观念在非平衡体系的发展具有极其重要的意义。

4 活性物质的热力学

活性物质是典型的复杂多体系统, 研究它的宏观物性是该领域的一个重要方向。由于在单粒

子层面上打破了细致平衡条件, 活性物质处于固有的非平衡态, 具有新奇的宏观热力学性质。特别是近来的研究表明熟知的平衡态热力学概念和关系并不完全适用于活性物质体系, 经常导致反直觉的现象。

首先从温度这一基本的热力学概念说起。温度在微观上起源于粒子的无规热运动, 活性粒子永不停歇的自驱动运动直观上或许对应于活性物质的一个与温度类似的物理量, 但是在具体引入活性物质温度的过程中却存在诸多问题。比如, 活性物质是否类似于玻璃态系统存在等效温度, 使用不同方法定义的等效温度是否一致? 因为存在唯一的等效温度将能够极大地简化对活性物质的宏观描述, 所以上述问题已经激起了大量的研究工作。最初, Cugliandolo 等人通过模拟研究了一类特殊的活性体系^[58], 其中自推进力以固定的频率随机地重新取向。他们发现通过涨落耗散关系定义的等效温度, 与通过非活性示踪粒子平均动能定义的有效温度在通常情况下并不相同。但是如果示踪粒子具有远大于活性粒子的质量(主要感受系统的慢动力学), 那么两种等效温度具有相同的数值。这表明在长时间尺度(结构弛豫时间)上, 此类活性系统确实可以定义一个明确的等效温度。该等效温度始终高于环境热浴的温度, 并随着粒子的活性增强而升高。随后的自泳活性胶体实验也支持了上述模拟结果^[59]。实验中分别利用活性胶体粒子在重力场中的密度分布和爱因斯坦关系来确定等效温度, 如图 5(a)所示, 两种方法所得到的等效温度相同。这些结果使我们相信活性物质存在唯一的等效温度, 然而不久后的理论研究表明, 不同方法定义的有效温度仅在某些参数区域才相同^[60], 通常条件下并不存在唯一的等效温度。最近的模拟研究也表明, 悬浮于活性流体(活性浴)之中的非

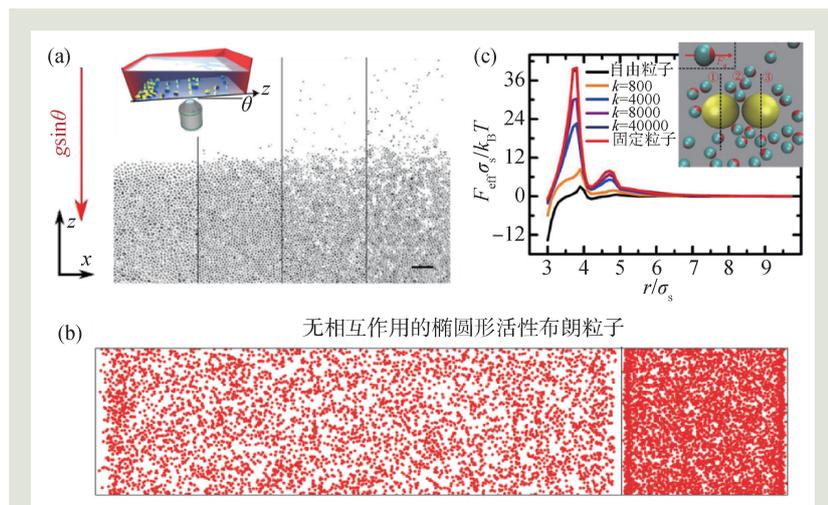


图5 (a)自泳活性胶体粒子在重力场中的密度分布, 其中粒子的活性从左到右逐渐增加^[59], 插图为实验系统示意图; (b)无相互作用的椭圆形活性布朗粒子在具有活塞的容器内的密度分布, 其中活塞可自由移动, 活塞两侧具有相同的粒子数目, 活性粒子与活塞两侧表面具有不同的相互作用势^[62]。活塞对右侧容器的自发压缩表明该系统缺乏状态方程; (c)活性耗尽力与胶体粒子间距的依赖关系^[68], 其中 k 为非活性胶体粒子所受的外界约束强度, 插图显示两个非活性胶体粒子悬浮于活性浴中

活性粒子所感受的等效温度也不唯一^[61]。进一步,如果把活性浴对非活性粒子的作用抽象为活性噪声,其噪声强度甚至依赖于非活性粒子所受的外界约束,这意味着活性噪声不是活性浴的固有属性,与热噪声情形本质不同。

压强是另一个重要的宏观物理量。在平衡态系统中,压强通过状态方程与系统体相的密度和温度联系起来。压强是状态量,既可以通过测量容器壁受到的压力直接得到,也可以通过系统自由能对体积的导数来确定。也就是说压强只取决于系统的体相物理量,与容器壁的物理特性无关(比如器壁与粒子间的相互作用)。然而,在通常的活性体系中,

压强并不是状态量^[62],器壁所受到的压强不仅依赖系统的体相密度和温度,也依赖于器壁与粒子间相互作用的微观细节,如图5(b)所示。这样一来,对于同样一个活性系统,不同类型的容器壁可以感受到不同的压强。理论研究表明,只有当活性粒子之间且粒子与器壁之间不存在力矩耦合的情况下,活性系统的压强才是一个状态量^[63, 64]。这一理论预言也得到了活性胶体实验的支持^[59]。

除了压强,耗尽力是另一类重要的宏观力。在平衡态下,耗尽力(也称作熵力)是指在由大量小粒子组成的热浴中,悬浮的大颗粒之间的一种有效吸引作用^[65]。大颗粒的彼此靠近虽然压缩了其位形空间,却更多地增加了小粒子的位形空间,因此增大了系统总熵。耗尽力在软物质的自组装与相变中具有重要的作用。热浴中耗尽力既可以通过自由运动大颗粒的对关联函数确定,又可以由固定大颗粒的方案进行测量,也就是说熵力不依赖粒子所受到的外界约束,这一性质是平衡态统计物理的基本结果。目前已有大量的研究工作把耗尽力的概念推广到了活性物质中^[66, 67]。但是,最近的研究表明活性浴中非活性胶体粒子

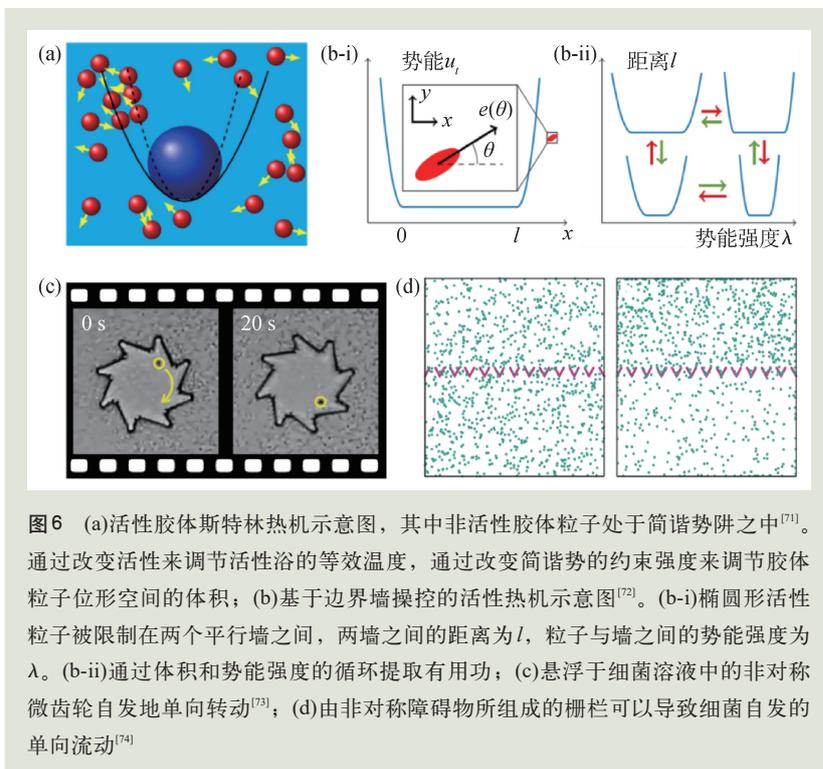


图6 (a)活性胶体斯特林热机示意图,其中非活性胶体粒子处于简谐势阱之中^[71]。通过改变活性来调节活性浴的等效温度,通过改变简谐势的约束强度来调节胶体粒子位形空间的体积;(b)基于边界操控的活性热机示意图^[72]。(b-i)椭圆形活性粒子被限制在两个平行墙之间,两墙之间的距离为 l ,粒子与墙之间的势能强度为 λ 。(b-ii)通过体积和势能强度的循环提取有用功;(c)悬浮于细菌溶液中的非对称微齿轮自发地单向转动^[73];(d)由非对称障碍物所组成的栅栏可以导致细菌自发的单向流动^[74]

间的有效力敏感地依赖于其受到的外界约束,甚至发生定性的变化^[68],如图5(c)所示。并且,无论粒子的对关联函数还是固定粒子的方案都不能得到正确的活性耗尽力。从微观上看,活性有效力的约束依赖性起源于胶体粒子的弛豫动力学对活性粒子空间分布的影响。该结果进一步表明活性浴中的物理概念比热浴中的复杂得多。

虽然活性体系中的等效温度并不唯一,压强并不是状态量,但是活性浴仍是一个明确的热力学体系。如何从该热力学体系中提取有用功是一个理论上有趣且实际上重要的物理问题。众所周知,热机是从热浴中提取能量的一个有效方案,它通常工作于两个不同热源之间,其效率取决于这两个热源的温差。人们甚至已经把宏观斯特林热机推广到了介观尺度,其中工作物质为受限于光镊中的单个胶体粒子^[69]。通过周期性改变溶液温度和光镊的约束强度(对应于体积变化),可以实现介观的斯特林循环,从而从热浴中提取能量。近年来,人们已经把这样的胶体热机推广到了活性浴(细菌溶液)中^[70, 71],通过周期性调节活性粒子的活性来改变活性浴的等效温度,进而模拟斯特林循环中温度的周期变化,如图6(a)所示。

研究表明, 活性斯特林热机的效率甚至能超过平衡态斯特林热机的最大效率。此外, 活性物质的固有非平衡特性为设计新型热机打开了大门。研究人员基于具有取向耦合的活性粒子, 甚至仅通过调控系统边界墙的属性就可以提取有用功^[72], 如图 6(b)所示。这种新型的活性热机只需与单一热源耦合, 与通常的斯特林型热机和卡诺类型热机本质不同。除热机之外, 非对称棘轮器件是另一种从活性浴中提取能量的有效方案。比如, 图 6(c)中悬浮于细菌溶液中的非对称微齿轮可以自发地单向转动^[73], 再比如图 6(d)中由几何各向异性障碍物所形成的栅栏能够诱导活性粒子的自发单向流动^[74]。这样的自发单向运动在平衡态热浴中是不能发生的, 否则就违反了热力学第二定律。因为活性浴天然地破缺了时间反演对称性, 所以为能量的利用、运动的操控提供了广阔的新天地。

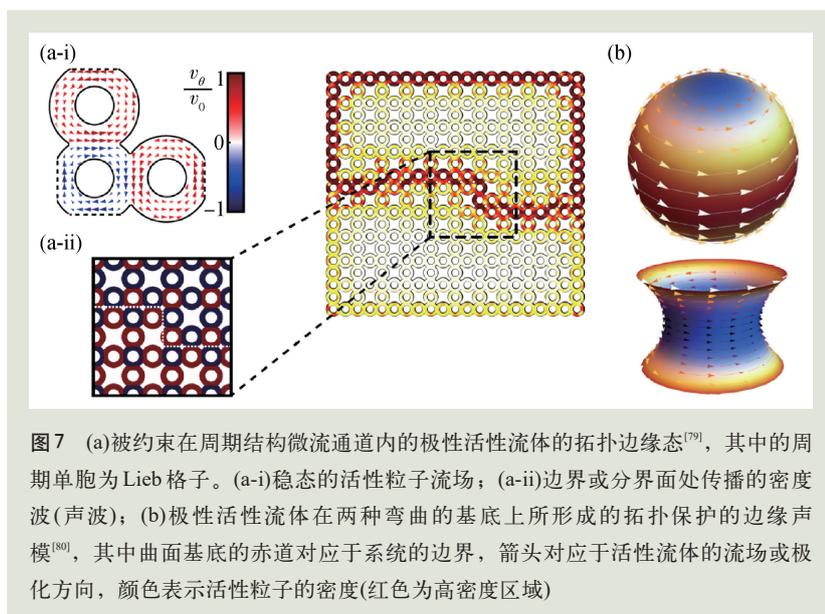
除了试图把宏观热力学的概念推广到活性物质中, 一个更加宏大的目标是为活性体系建立一套非平衡的热力学理论。随机热力学理论把热力学系统的标准概念, 例如功、热、熵, 推广到系统轨迹的层面^[75]。通过直接分析系统的演化轨迹, 随机热力学取得了诸多重要结果, 如涨落关系等。因为随机热力学无需预先定义宏观的状态函数, 这使它成为一个用以构建活性体系热力学

理论的理想框架。近年来, 把随机热力学理论从非活性体系推广到活性物质体系, 已经吸引了人们极大的兴趣^[76, 77], 并取得了许多重要结果。比如, 目前的理论已经可以具体量化活性物质偏离平衡态的程度; 已经建立了不可逆性、熵产生与能量耗散之间的关系, 并在活性物质中提出了不同形式的涨落定理。目前这些结果已经被用来优化活性热机的性能与效率^[78]。为活性物质建立一套完整的热力学理论依然还有大量的问题亟需解决, 但随机热力学为我们提供了一个合适的出发点。

5 活性物质的拓扑边缘态

拓扑学研究的是几何图形在连续形变下保持不变的性质。在 20 世纪 80 年代, 人们逐渐发现拓扑学为研究凝聚态中的基本物理问题提供了一个强有力的框架。该框架为以序参量和对称性破缺为基础的传统凝聚态物理方法提供了十分重要的补充和全新的视角。通过研究凝聚态物质能带结构的拓扑性质, 人们已经发现了大量不同类型的拓扑物态, 比如电子的量子霍尔态和拓扑绝缘体。非平庸的体相能带结构使得拓扑物态系统具有一个非常有趣的现象, 即系统的体相是绝缘的, 而边界处是导电的。这些导电的边缘模式受到能带拓扑性的保护, 可以沿系统边界单向、鲁棒地传输, 不受无序及缺陷的影响。因此, 拓扑边缘态为信息及物质的输运提供了十分鲁棒的通道。目前, 拓扑物态的概念已经从微观的电子系统推广到了介观的光子系统和宏观的声学系统。

受到对非活性体系拓扑物态研究的启发, 人们已经开始寻找活性物质体系中的拓扑边缘态。与非活性系统中经常需要施加外磁场或外界驱动相比, 活性以及其导致的自发流动使活性物质天



然地破缺了时间反演对称性，因此允许活性物质的体能带结构具有非零的陈数(Chern numbers，一个描述系统拓扑性质的离散拓扑不变量)，这对活性物质产生拓扑边缘态是至关重要的。此外，由于活性粒子源源不断的能量注入，才有可能使得在活性物质这一通常过阻尼的环境中出现持续传输的声波和粒子流。

基于上面的物理特性，研究人员近来发现当极性活性流体(如细菌溶液)被约束在具有周期结构的微流通道内时，它会形成逆时针涡旋与顺时针涡旋交替的流场

结构，如图7(a)所示。通过求解活性流体密度波的色散关系，表明该系统在边界处可以出现单向传播的拓扑声模^[79]。这样的拓扑边缘态对应于陈绝缘体在非平衡流体中的一种经典实现。作为周期受限微流通道的替代方案，极性活性流体所处环境的基底曲率提供了另一种可能的途径来实现活性流体中的拓扑边缘态^[80]。比如在球形表面的基底上，非受限的极性活性流体以手性方式自发地平行于赤道流动，如图7(b)所示。研究显示赤道两侧的半球具有不同的拓扑性质，从而赤道线可以作为该系统无能隙的分界面。因此，球面上极性活性流体中的长波密度波能够在赤道线附近沿着赤道单向地传播。此类拓扑边缘态现象存在于高斯曲率非零的任意弯曲基底上。

除了沿着边界传输的拓扑密度波，活性物质也可产生拓扑保护的边缘粒子流。近来的理论、模拟及实验已经显示由活性转子所组成的手性活性流体在受限的环境中，可以展现出自发的、单向的边缘流^[81, 82]，边缘流的方向由活性转子的转动方向决定，如图8(a)所示。研究人员进一步发现，手性活性流体所遵守的运动方程能够映射到具有非平庸拓扑能带结构的量子模型系统上^[83]，因而直接证明了手性活性流体的边缘流是拓扑保护的，如图8(b)所示。手性活性流体的边缘流不

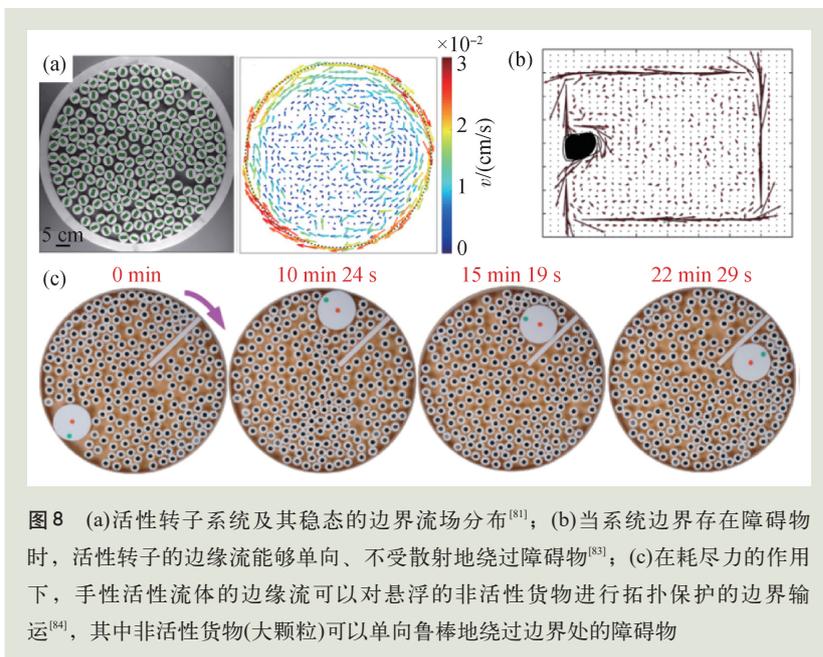


图8 (a)活性转子系统及其稳态的边界流场分布^[81]；(b)当系统边界存在障碍物时，活性转子的边缘流能够单向、不受散射地绕过障碍物^[83]；(c)在耗尽力的作用下，手性活性流体的边缘流可以对悬浮的非活性货物进行拓扑保护的边界运输^[84]，其中非活性货物(大颗粒)可以单向鲁棒地绕过边界处的障碍物

仅运输活性粒子自身，甚至在耗尽力的帮助下，能够对悬浮于其中的非活性货物进行拓扑保护的运输^[84]，其中货物沿着系统边界单向、鲁棒地运输，并可以无散射地绕过障碍物，如图8(c)所示。目前，探索活性物质中新颖的拓扑物态，并开发其在信息与物质传输方面的实际应用是该领域的一个研究热点。

6 讨论和展望

从上文的讨论我们可以看到，在活性物质中运动个体尺度的能量输入将系统驱离平衡态，产生丰富的多尺度集体行为和新奇的宏观物性。限于篇幅，有不少重要研究进展不能在本文中做详细讨论。比如，研究人员发现细菌^[6]和微管-马达^[85]系统中都存在着尺寸远大于活性个体尺寸的流场结构，呈现出类似于宏观湍流的多尺度幂律标度；生物和人工活性物质能对环境中的信号做出响应，在物质浓度场^[86]、光场^[87]、流场^[88]中表现出丰富的趋向运动行为；活性个体之间可以存在非互易的等效作用，打破牛顿第三定律，引发一系列的新颖动力学相^[89]。这些研究充分说明活性物质系统是实验上发现非平衡自组织现象的沃土，而这些层出不穷的实验发现也为非平衡态理论研究提供了前所未有的机遇和挑战。

针对活性物质的研究还吸引了其他领域科学家的关注,其影响已经超出了物理学的范畴。比如,针对细胞运动的研究揭示了拓扑缺陷在生物发育方面的意义^[8];鸟群中的集体迁徙机制启发了无人机的集体控制算法^[10];活性个体在微纳尺

度的感知和运动能力为实现主动药物输运和精准诊疗提供了可能^[9];活性物质的理论研究产生出多个新型方程,吸引了数学家的关注^[90]。这些工作赋予了活性物质研究多学科交叉的特征,揭示了活性物质在实际应用方面的多种可能。

参考文献

- [1] Vicsek T, Zafeiris A. *Phys. Rep.*, 2012, 517(3-4): 71
- [2] Marchetti M C, Joanny J F, Ramaswamy S *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2013, 85: 1143
- [3] Bechinger C, Leonardo R D, Löwen H *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2016, 88: 045006
- [4] Cavagna A, Giardina I. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2014, 5(5): 183
- [5] Zhang H P, Be'er A, Florin E L *et al.* *PNAS*, 2010, 107(31): 13626
- [6] Wensink H H, Dunkel J, Heidenreich S *et al.* *PNAS*, 2012, 109(36): 14308
- [7] Deseigne J, Dauchot O, Chate H. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105(9): 098001
- [8] Kawaguchi K, Kageyama R, Sano M. *Nature*, 2017, 545(7654): 327
- [9] Schmidt C K, Medina-Sanchez M, Edmondson R J *et al.* *Nat. Commun.*, 2020, 11(1): 5618
- [10] Vasarhelyi G, Viragh C, Somorjai G *et al.* *Science Robotics*, 2018, 3(20): eaat3536
- [11] Childress S. *Mechanics of Swimming and Flying*. Cambridge: Cambridge University Press, 1981
- [12] Rodenborn B, Chen C H, Swinney H L *et al.* *PNAS*, 2013, 110(5): E338
- [13] Fonda E, Sreenivasan K R. *American Journal of Physics*, 2017, 85(10): 796
- [14] Purcell E M. *Am. J. Phys.*, 1977, 45(1): 3
- [15] Qiu T, Lee T C, Mark A G *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5119
- [16] Lauga E. *Soft Matter*, 2011, 7(7): 3060
- [17] Gallagher M T, Cupples G, Ooi E H *et al.* *Hum. Reprod.*, 2019, 34(7): 1173
- [18] Guasto J S, Rusconi R, Stocker R. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2012, 44(1): 373
- [19] Turner L, Ryu W S, Berg H C. *J. Bacteriol.*, 2000, 182(10): 2793
- [20] Drescher K, Dunkel J, Cisneros L H *et al.* *PNAS*, 2011, 108(27): 10940
- [21] Vicsek T, Czirok A, Benjacob E. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(6): 1226
- [22] Gregoire G, Chate H. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92(2): 025702
- [23] Mahault B, Ginelli F, Chaté H. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(21): 218001
- [24] Toner J, Tu Y H. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(23): 4326
- [25] Toner J, Tu Y, Ramaswamy S. *Annals of Physics*, 2005, 318(1): 170
- [26] Chaté H. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2020, 11: 189
- [27] Ramaswamy S. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2010, 1: 323
- [28] Bertin E, Droz M, Gregoire G. *Phys. Rev. E*, 2006, 74(2): 022101
- [29] Shi X Q, Chaté H, Ma Y Q. *New J. Phys.*, 2014, 16: 035003
- [30] Ngo S, Peshkov A. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 113(3): 038302
- [31] Cai L B *et al.* *Phys. Rev. E*, 2019, 99(1): 010601
- [32] Shi X Q, Ma Y Q. *Nat. Commun.*, 2013, 4: 3013
- [33] Shi X Q, Chaté H. 2018, arXiv: 1807.00294
- [34] Mahault B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120(25): 258002
- [35] Wittkowski R, Tiribocchi A, Stenhammar J *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 4351
- [36] Cates M E, Tailleur J. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2015, 6(1): 219
- [37] Fily Y, Marchetti M C. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108(23): 235702
- [38] Redner G S. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110(5): 055701
- [39] Speck T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112(21): 218304
- [40] Bialke J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115(9): 098301
- [41] Hermann S *et al.*, Schmidt M. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(26): 268002
- [42] Fausti G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127(6): 068001
- [43] Shi X Q *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(16): 168001
- [44] Siebert J T *et al.* *Phys. Rev. E*, 2018, 98(3): 030601
- [45] Partridge B, Lee C F. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(6): 068002
- [46] Tjhung E *et al.* *Phys. Rev. X*, 2018, 8(3): 031080
- [47] Stenhammar J, Marenduzzo D, Allen R J *et al.* *Soft Matter*, 2014, 10(10): 1489
- [48] Li H, Shi X Q, Huang M *et al.* *PNAS*, 2019, 116(3): 777
- [49] Simha R A, Ramaswamy S. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 89(5): 058101
- [50] Patelli A, Djafer-Cherif I, Aranson I S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(25): 258001
- [51] DeCamp S J, Redner G S, Baskaran A *et al.* *Nat. Mater.*, 2015, 14(11): 1110
- [52] Giomi L, Bowick M J, Ma X *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110(22): 228101
- [53] Thampi S P, Golestanian R, Yeomans J M. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111(11): 118101
- [54] Keber F C, Loiseau E, Sanchez T *et al.* *Science*, 2014, 345(6201): 1135
- [55] Duclos G, Adkins R, Banerjee D *et al.* *Science*, 2020, 367(6482): 1120

- [56] Duan Y, Mahault B, Ma Y Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126 (17):178001
- [57] Ventejou B, Chaté H, Montagne R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 127:238001
- [58] Loi D, Mossa S, Cugliandolo L E. Phys. Rev. E, 2008, 77(5): 051111
- [59] Ginot F, Theurkauff I, Levis D *et al.* Phys. Rev. X, 2015, 5(1): 011004
- [60] Enculescu M, Stark H. Phys. Rev. Lett., 2011, 107(5):058301
- [61] Ye S, Liu P, Ye F *et al.* Soft Matter, 2020, 16(19):4655
- [62] Solon A P, Fily Y, Baskaran A *et al.* Nat. Phys., 2015, 11(8):673
- [63] Takatori S C, Yan W, Brady J F. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(2): 028103
- [64] Solon A P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 114(19):198301
- [65] Asakura S, Oosawa F. J. Chem. Phys., 1954, 22(7):1255
- [66] Angelan L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107(13):138302
- [67] Ni R, Stuart M A C, Bolhuis P G. Phys. Rev. Lett., 2015, 114(1): 018302
- [68] Liu P, Ye S M, Ye F F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 124(15): 158001
- [69] Blickle V, Bechinger C. Nat. Phys., 2012, 8(2):143
- [70] Krishnamurthy S, Ghosh S, Chatterji D *et al.* Nat. Phys., 2016, 12(12):1134
- [71] Holubec V, Steffenoni S, Falasco G *et al.* Phys. Rev. Res., 2020, 2(4):043262
- [72] Ekeh T, Cates M E, Fodor É. Phys. Rev. E, 2020, 102(1):010101
- [73] Di Leonardo R, Angelani L, Dell' Arciprete D *et al.* PNAS, 2010, 107(21):9541
- [74] Wan M B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101(1):018102
- [75] Seifert U. Rep. Prog. Phys., 2012, 75(12):126001
- [76] Mandal D, Klymko K, DeWeese M R. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(25):258001
- [77] Nardini C, Fodor É *et al.* Phys. Rev. X, 2017, 7(2):021007
- [78] Pietzonka P, Fodor É *et al.* Phys. Rev. X, 2019, 9(4):041032
- [79] Souslov A, van Zuiden B C *et al.* Nat. Phys., 2017, 13(11):1091
- [80] Shankar S *et al.* Phys. Rev. X, 2017, 7(3):031039
- [81] Yang X, Ren C *et al.* Phys. Rev. E, 2020, 101(2):022603
- [82] Liu P, Zhu H, Zeng Y *et al.* PNAS, 2020, 117(22):11901
- [83] Dasbiswas K *et al.* PNAS, 2018, 115(39):E9031
- [84] Yang Q, Zhu H W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126(19):198001
- [85] Martinez-Prat B *et al.* Phys. Rev. X, 2021, 11(3):031065
- [86] Berg H C, Brown D A. Nature, 1972, 239(5374):500
- [87] Yang S, Huang M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126(5):058001
- [88] Jing G Y *et al.* Science Advances, 2020, 6(28):eabb2012
- [89] Fruchart M *et al.* Nature, 2021, 592(7854):363
- [90] Bellomo N, Dogbe C. SIAM Review, 2011, 53(3):409

SP5620CH - 宇宙射线猎人
CAEN edu Educational Tools

新款教学套件，旨在引导学生理解宇宙射线的机理并进行分析

知识点

- 宇宙射线通量与海拔高度的函数关系
- μ 子通量极值的条件
- 水平探测器上的 μ 子垂直通量
- 环境本底和宇宙射线辐射
- 随机符合
- 探测效率
- 数据统计信息
- μ 子探测
- 宇宙簇射探测
- 吸收测量
- 太阳活动监测

NEW

官方授权代理商 (中国) :

北京中检维康电子技术有限公司

www.phyclover.com

电话: 86-10-88026700

邮箱: info@phyclover.com

www.caen.it/educational

CAEN edu