

超流体不是流体

刘正荣

ZJL@CS.Stanford.EDU

此内容由人工智能(AI)辅助翻译, 若未达意, 请查阅[原文](#)

摘要

在2.17卡尔文, 也被称为 λ 点, 氦发生显著相变: 其黏性完全消失, 成为一种“超流体”, 表现出超越传统流体力学的特殊性质。本文探讨了这一现象的物理本质。与大多数物质依赖分子间作用力维持固态结构和黏性的不同, 氦的超流特性源于其分子吸引力的消失。由于单原子的氦分子结构简单对称, 仅受极弱的伦敦色散力影响, 而该力在极低温度下消失。因此超流态下的氦分子不再相互吸引, 独立运动, 导致黏滞性消失。超流体并非传统流体, 而是由无束缚分子组成的特殊状态。超流相变需打破残余的分子间结合力, 过程耗能且伴随温度下降, 相变在一定温度区间内完成, 而非固定温度。 λ 点标志着相变结束, 起始温度可能高于2.6卡尔文。比热容在 λ 点附近的曲率变化支持该观点。超流体氦因无分子引力, 而无法仅靠降温固化。但在高压下, 氦能固化, 表明存在一种由电子云形变所形成的新型“压缩键”。这种键或许同样存在于金属氢中, 有助于深入理解金属键之谜。

前言

氦-4超流体于1937年被发现^[1]。超流体通常通过蒸发冷却液态氦-4制备。为加速冷却, 会抽走氦蒸汽。蒸发不仅发生在液体表面, 液体内部也会产生气泡, 类似沸腾。温度降至2.17卡尔文(即 λ 点)时, 沸腾现象骤然停止^[2], 这一温度被视为氦-4从液态转变为超流态的临界点。在该温度之下, 显现出许多超流体现象, 如氦薄膜能逆重力沿容器壁爬升^[3]。本文将解释这些及其他氦-4超流体的异常现象及其本质。

超流性常被归因于玻色-爱因斯坦凝聚态, 因此有人认为氦-4超流体的形成与这种凝聚态密切相关。然而, 事实并非如此。并非所有玻色-爱因斯坦凝聚都产生超流体, 亦非所有超流体都属于玻色-爱因斯坦凝聚态^[4]。氦-3的超流现象进一步挑战了这一观点^[5]。由于氦-3有费米子, 无法形成玻色-爱因斯坦凝聚态。因此, 有人勉强地对这一理论进行调整, 认为氦-3原子配对形成复合玻色子, 进而产生超流性^[6]。

此外, 有学说认为超流性和超导性源自同一机制。BCS理论通过低温电子形成库珀对的过程解释超流成因^[7], 然而, 该理论难以解释高温超导体的现象。为此, 我们提出涵盖低温与高温超导及常态电阻的统一理论^[8], 并认为超导性与超流性并无直接相关。

氦的原子结构决定了其分子间作用力, 相关的氦-4比热测量为理解超流相变提供了重要线索。基于这些发现, 我们提出了一种新的超流理论, 该理论能够解释所有已观测的超流体现象。同时, 理论指出氦固体只能在加压条件下形成, 并预测了一种“压缩键”的存在。这是一种由电子云变形引发的新型结合力, 使高压下氦固体的分子结合。

超流体的异常特征

超流性表现零黏性的流体上。超流体在被搅动后可以永无休止地流动。流体的黏性指其对一定速率变形的阻力，通常被理解为相邻流体层间相对运动产生的内部摩擦力。但这种类比容易误导人，暗示黏性源于分子碰撞。实际上，分子间的排斥力随距离减小急剧增强，使碰撞几乎不可能发生。黏性实际上源于分子间的吸引力，这种吸引力赋予流体内聚性并抵抗流动。

宏观上，单个分子呈电中性，但由于电子云分布不均，尤其是多原子分子，导致局部电场差异。电子云会因邻近分子的电场影响下发生重新分布，形成局部正负电荷区，从而产生分子力。这些力在一定距离表现为吸引力，在范德华距离内转为排斥力^[9]。不同类型的分子力决定了不同流体的黏性特征^[10]。例如，水的黏性和冰的形成由氢键决定。在所有分子力中，伦敦色散力对理解氦超流体尤为关键。它虽弱，但普遍存在，且在无其他作用力时才变得显著。

同种分子间的吸引力称为内聚力，流体分子与容器表面间的吸引力称为粘附力。表面张力是内聚力表现在液气界面，毛细现象源于粘附力。黏性主要受内聚力影响，因为分子在运动时受邻近分子的吸引。所有这些力均源自分子间吸引力，并对不同超流体现象产生影响。

普通液体因内聚力表现出黏性，而超流体因缺乏这些内聚力而无黏性。黏性、内聚性和表面张力都是分子间吸引力的表现，吸引力消失则这些性质消失，导致超流体的独特现象。粒子间无吸引力是超流体的本质特征。由于分子间吸引力几乎不可避免，超流体极为罕见。氦在极低温下，分子间吸引力，即伦敦色散力消失，因而表现为超流体。故超流体非传统流体，而是由无引力的分子组成的特殊集合体。

黏性的消失

伦敦色散力是一种微弱但普遍存在的分子间作用力。在氦分子中，电子云不断波动，导致电场瞬时变化，进而影响邻近分子的电子分布。这种感应效应在分子间传递，使每个分子极化并形成瞬时偶极子。一个分子的正极端与另一个分子的负极端之间的吸引力即为伦敦色散力，该力以物理学家弗里茨·伦敦命名^[11]。由于氦分子中的两个电子完全填满价电子轨道，电子云分布均匀，除伦敦色散力外几乎不受其他分子间作用力影响。在液氦体缺乏其他分子间力的情况下，伦敦色散力成为主要的分子间相互作用，进而影响液体的黏性。

如图1A所示，两个氦分子间因伦敦色散效应导致吸引力。高温时，氦分子的激发电子跃迁到远离原子核的高能轨道，受核吸引较弱，更易受到扰动，产生伦敦色散效应。尽管力量微弱，这种吸引足以赋予液态氦内聚力和黏性。低温下，电子回归至最低能轨道，受核吸引增强，电子扰动减弱，伦敦色散作用随之减弱。温度降至一定程度后，这种作用力几乎消失。如图1B所示，分子间吸引力消失，氦分子可自由运动，导致无黏性流体形成，这正是超流体的特征。此时氦不再是传统流体，而是由独立分子组成的特殊集合体。

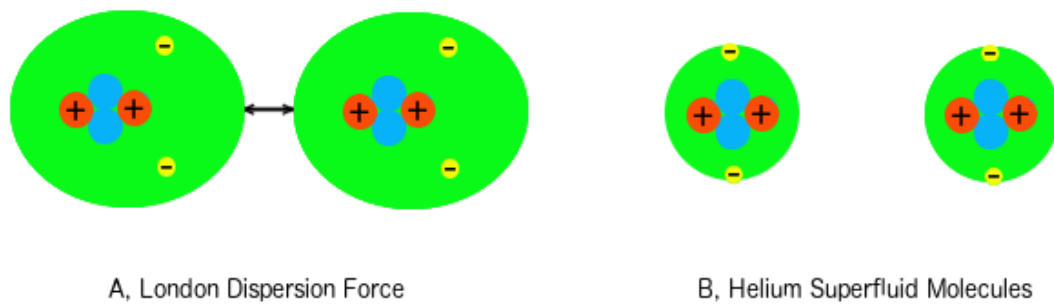


图1: 超流体中分子间吸引力与黏性的消失。A) 氦原子中电子分布均匀, 氦分子之间除伦敦色散力外无其他相互作用。该力导致分子相互吸引, 赋予液氦黏性。B) 低温下, 电子回归较低能级轨道, 电子与原子核间吸引增强, 电子云色散减弱。当温度降至2.17卡尔文时, 伦敦色散力趋于消失, 分子间吸引力和黏性随之消失。

其它超流体

要形成超流体, 必须消除分子间的吸引力。但实际上, 这非常困难, 因为只要电场分布不均, 就会存在库仑力。只要价电子分布不均或未完全占据最外层电子层, 就会产生比伦敦色散力更强的分子力, 而这些作用力通常超过较弱的伦敦色散力。因此, 大多数液体都存在某种分子间作用力, 从而表现出黏性。由此看来, 惰性气体因价电子均匀且完全填满, 除了伦敦色散力外几乎无其他分子力, 可能成为超流体。

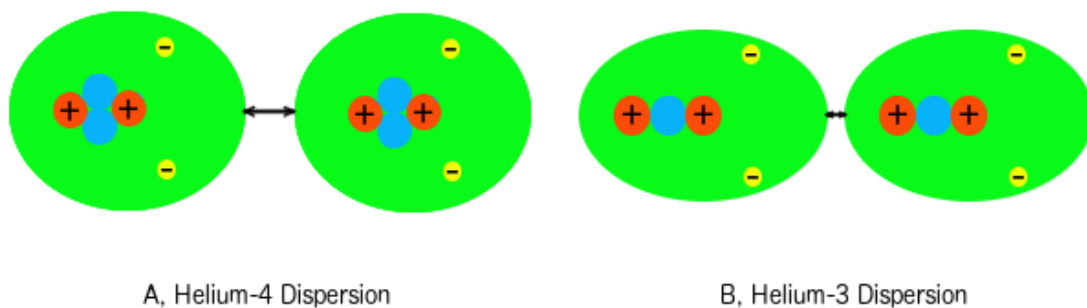


图2: 氦核结构对超流相变温度的影响。氦-4的超流转变温度为2.17卡尔文, 而氦-3的相变温度则低至0.0025卡尔文。两者之间相差近千倍, 主要源于核子结构的差异。A) 在氦-4中, 两个中子有效地束缚住两个质子, 使其紧密结合在一起。B) 而在氦-3中, 仅有一个中子对抗两个质子间的电斥力, 导致质子朝相反方向分离, 使电子云拉长。这增强了氦-3之间的伦敦色散力, 因此需降至更低温度才能完全消除, 从而形成超流体。注意: 在量子尺度上, 原子核结构并非静止, 而是不断波动的, 图中仅表示平均状态。一个值得探讨的问题是: 两个质子之间的强核力是否足以克服它们的库仑排斥力? 若可以, 氦-3的三个核子可能呈三角形排列, 或许, 两个质子在某种条件下也能组成稳定核结构。然而, 仅由两个质子构成的稳定氦同位素到目前尚未发现, 表明, 氦-3的三个核子呈三角形排列几乎不存在。

在惰性气体中，氦因原子结构最简单对称，体积最小，电子被原子核紧密吸引，是形成超流体的最佳选择。氦对电子的紧密吸引，使其受伦敦色散力影响较其他惰性气体更弱。氦分子间因伦敦色散力产生的吸引力，是所有分子间作用力中最弱的。但氦-4的这种吸引力直到温度降到极低的2.17卡尔文时才基本消失。相比之下，氦-3在更低温(约0.0025卡尔文)才进入超流态^[12]。尽管是同一元素，两者相变温度相差约千倍，这种巨大差异引发了广泛关注和思考。

氦的两种同位素之所以具有显著不同的超流体相变温度，根本原因在于它们核子结构的差异，这影响了伦敦色散力的强度。在氦-4原子中，两个中子将两个质子紧密束缚在一起，如图2A所示；而在氦-3原子中，仅有一个中子拉着两个彼此排斥的质子，使它们分布于中子的两侧，呈线性排列，如图2B所示。这种结构使氦-3的电子云更易拉长，从而更易受到伦敦色散力的影响。在相同温度下，氦-3的电子云比氦-4更延展，导致其分子间吸引力更强。因此只有在更低温度，伦敦色散力才消失，超流状态才出现。

据此理论，我们可初步推测，氦-5的超流相变温度将高于氦-4。考虑质子间斥力与中子-质子间吸引的平衡，氦-5最可能的平均核构型是三个中子构成三角形，两质子分别位于三角形的对面。在这种排列中，氦-3、氦-4 与氦-5 中质子间的平均距离比应该为 $\sqrt{12}:\sqrt{9}:\sqrt{8}$ 。

假设超流相变温度与质子间距成反比，则氦-5的转变温度应略高于氦-4。已知氦-3 和氦-4 的相变温度分别为0.0025卡尔文和2.17 卡尔文，可据此估算氦-5的超流转变温度约为2.93 卡尔文。

此外，其他惰性气体元素理论上也可能形成超流体。但本理论预测，原子尺寸越大，电子云越易被扰动，伦敦色散力越强，所需抑制这些吸引力以形成超流体的温度也就越低。因此，相较于氦，其他稀有气体若能实现超流态，其转变温度预计将远低于氦-3。

变温相变

相变是指分子键结构发生变化的过程，例如熔化过程中键的重排，或升华过程中的键断裂。广义上，相变温度应该定义为从第一个分子键改变开始，到最后一个分子键完成改变的整个区间。通常观察到，相变发生在恒定温度下。这是因为键的断裂需要吸收能量，而系统升温同样需要热量，两者在能量上存在竞争关系。例如，冰融化成水时，潜热主要用于打破氢键，从而抑制了温度的上升的能量需求。换句话说，当结构变化与升温同时进行且争夺能量时，温度变化会被延缓，表现为相变过程中温度保持恒定。

此外，为了在相变过程中维持温度恒定，转变必须足够缓慢，以便“锚定效应”^[13] 能在整个系统中传播开来。该效应主要源于分子间键的延展达到极限，形成一种稳定机制。当系统吸收能量时，分子键逐渐拉伸，以储存积累势能，同时结构强度逐步减弱。最终，这些键无法承受不断增强的“跃迁冲击”(transimpact)^[14] 而开始断裂，标志着相变的启动。在这一阶段，系统的势能趋于平台状态，相应的分子键释放的辐射也趋于稳定。由于温度反映的是系统辐射的强度，因此在整个相变过程中保持不变。

然而，根据我们的观察，超流体相变并非在固定温度下发生。在这一过程中，系统向低温相演化的同时，分子键逐渐减弱断裂，这两个过程并不竞争能量。破坏分子键需要能量，实际上会从系统中带走能量，从而促进降温。因此，我们预测：超流不是恒温相变，期间温度将持续下降。换言之，通常被认为是超流相变“特征温度”的 λ 点（约2.17卡文），并不是相变的开始，而应被视为相变完成时的终点温度。图3中比热曲线的异常形态，也为这一观点提供了有力佐证。

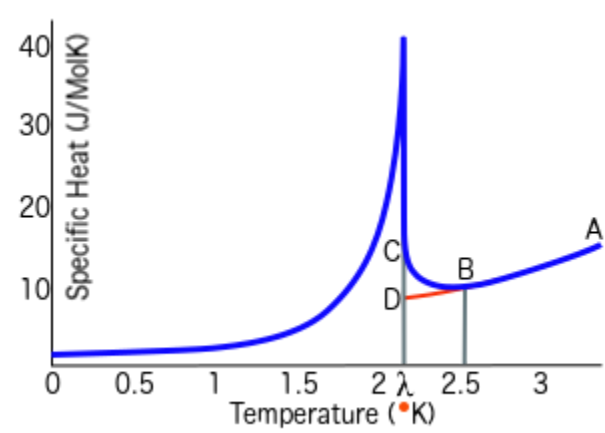


图3: 氦-4 超流体相变起始温度的识别。蓝色 λ 形曲线展示了氦-4在饱和蒸汽压下的比热随温度变化的关系。值得注意的是，在 λ 点附近，曲线两侧的曲率明显不对称，表明超流体相较于普通液态氦具有更高的比热。如果 λ 点右侧完全不含超流体成分，曲线应沿A \rightarrow B \rightarrow D的趋势应该是平滑下降。然而，实际观测中B点至C点之间的比热上升偏离了这一趋势。该区域高于红色参考趋势线的比热，可能源于分子键破坏，新独立出来的超流体分子。这表明超流相变可能在B点甚至更早就已开始，此时伦敦色散力已弱化，足以促使部分普通氦分子键断裂，分解为独立的超流体分子。

氦的超流体相变的终点温度大约为2.17卡文，在实验中表现为沸腾现象的突然终止。气泡的形成依赖于表面张力包裹氦蒸汽所产生的气腔，这一现象本质上反映了分子间的吸引力的存在。然而，一旦进入超流态，伦敦色散力不再起作用，氦分子间不再存在吸引力，因而无法维持表面张力，气泡也随之消失。

在普通液态氦中，热量通过对流和气泡输送，与其他液体类似。而气泡消失后，热量仍通过对流传导，但其机制发生变化：不再依赖粘滞性对流，而是转变为没有粘滞性的分子的直接快速流动^[15]。这种热传输方式的改变也说明了粘滞性和分子间作用力的消失。

此外，比热的剧烈上升也标志着相变的完成。图3显示了氦-4在饱和蒸汽压下的比热随温度的变化^[16]。该蓝色比热曲线在2.17卡文处出现尖峰，呈希腊字母 λ 的形状，因此得名。这一尖峰，以及气泡的消失和热对流模式的变化，清晰地表明了氦-4超流相变的完成。

理想情况下，相变起始温度应由分子键首次发生变化的时刻标志，但由于超流相变的渐变特性，这一临界点很难精确界定。在相变过程中，系统需不断释放热量以降低温度，随着温度下降，伦敦色散力减弱，液态氦分子键逐渐断裂，分离成独立的自由运动的超流体分子。破坏分子键吸收能量，进一步促进系统降温，因此整个过程中温度不断下降，无法维持在固定值。

与冰水相变不同，后者在恒定温度下发生，是由于断裂氢键所需的能量抑制了温度变化；而超流相变中，温度持续降低，分子间的吸引力逐渐消失，当所有分子键断裂时，相变才最终完成，此时即为 λ 点，超流现象也从此明显可见。

尽管如此，超流相变的起始温度仍可通过比热曲线加以推测。通常，随着系统放热，氦的比热应从A点开始逐渐下降。若 λ 点右侧仍为均一液态分子组成，则比热曲线应沿A \rightarrow B \rightarrow D的红色趋势线缓慢下行。但实际上，在B点处趋势发生突变，B至C段曲线呈明显上升，说明比热升高。这一变化可能标志着相变的开始，即部分液态分子已开始转变为超流体分子。

液态氦中的能量主要储存在三个方面：分子键势能、轨道电子能和粒子的动能。如果这三者在温度变化过程中保持基本稳定状态，比热曲线应呈平滑下降趋势。因此，曲率的显著变化通常表明其中某一能量储存机制发生了改变。鉴于在该温度区间内，轨道电子结构和动能几乎不会出现明显变化，这种曲率变化最可能源于伦敦色散力的减弱所导致的分子间键的断裂。键的断裂减少了分子键数量，同时增加了超流分子的比例。

λ 点左侧比热的显著上升，表明超流分子相较于普通氦分子具有更高的比热容。从B点开始，比热曲线上弯，显示出系统中超流分子逐渐增多的迹象。这一趋势也得到实验数据的支持：随着温度接近 λ 点，系统降温所需的能量不断增加，降温过程变得愈发缓慢。随着超流分子比例的提升，比热曲线逐渐呈现出 λ 点左侧的超流特征。比热曲率的持续上升意味着超流转变的速度在接近 λ 点时加快。如果系统持续释放热量，温度越接近 λ 点，降温所需的时间越长，这一现象已在多项实验中得到验证。

确定超流相变的起始温度，理论上应对应于普通氦分子首次解离为超流分子的时刻，而这一时刻应由比热曲线曲率的首次变化标志。然而，在相变初期，曲率的变化往往较小，难以观测。因此，尽管曲率在约2.6卡尔文的B点附近发生明显变化，认为该点是相变的起始温度仍具有一定主观性；实际的起始温度可能远高于此。

本质上，超流相变不同于多数传统相变，其特点不是恒定温度，而是一个温度变化范围。在这一过程中，普通液体相与超流体相共存。这个相变区间也可能对应于粘度减小的范围，为文献中广泛讨论的“双流体模型”提供了物理基础。除了零粘度和变温特性外，这个理论还可解释多种超流现象，相关内容将在后续章节中进一步讨论。

反重力现象

在氦超流体中，有一个引人注目的现象：液氦能够反重力，从容器内壁缓缓“爬出来”，如图4所示。为了解释这一现象背后的物理机制，我们不妨分析作用在单个氦分子上的力。设想有一个氦分子位于容器壁附近的A点，它受到三种力的作用：

- W: 来自容器壁上邻近分子的向上的附着力(黏附力)；
- G: 指向下方的合力，包含该分子的重力，若分子浸没于液体中，还需减去浮力；
- M: 来自容器内其他氦分子的内聚力，在液态氦中，该力主要来源于伦敦色散力。

在普通液态氦中，内聚力M的存在使得分子保持在液体内部。而在超流态中，由于伦敦色散力几乎完全消失，氦分子之间几乎不再存在可观的内聚作用，即 $M = 0$ ，从而打破了束缚分子于液体内部的限制。

尽管超流体分子之间缺乏内聚力，但它们与容器壁之间的黏附力仍可能存在。以玻璃(如 SiO_2)制成的容器为例，氧与硅原子通过共价键结合，导致电子分布不均，形成局部电场。这些电场中的正电区域会吸引临近的氦原子，从而产生黏附力W。

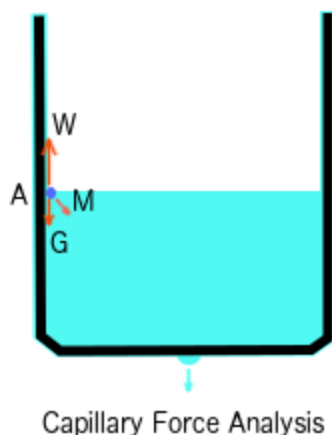


图4:超流体反重力“爬出”容器内壁的现象。在容器内的A点, 氦分子受到三个主要力的作用: 来自容器壁分子的向上黏附力 W , 以及向下的重力 G 。在超流态中, 由于伦敦色散力消失, 分子间的内聚力 M 可忽略不计。此时, 缺乏内聚力的束缚, 超流分子受容器壁上分子的吸引而被向上牵引。由于库仑力 W 远大于重力 G , 导致超流体分子逆重力沿壁面爬升。

由于库仑力的强度远远超过重力, 重力 G 相对于黏附力 W 来说可以忽略不计。在缺乏内聚力($M=0$)的超流体中, W 无对抗力, 净作用力将分子沿容器壁向上拉升。由此, 超流体在容器内壁形成一层极薄的分子膜。然而, 由于分子间作用力仅在极短距离内起作用, 随着薄膜变厚, 重力逐渐占优, 导致多余的液体沿容器壁下滑, 最终如图4所示从容器底部滴落。

需要指出的是, 这一爬升现象并非超流体独有。当内聚力 M 非常微弱时, 其他液体也可能出现类似行为。只要 W 、 G 和 M 的合力方向指向上方, 液体分子就会被向上拉升。例如酒精、汽油等挥发性物质中也能观察到类似的爬升现象。同样的机制也解释了水在容器边缘液面略高的现象: 黏附力将水分子拉向容器壁, 然而, 周围水分子的内聚力则产生向下牵引, 限制了水分子的爬升高度。将细管插入水中时, 水面在管内显著高于外部水面, 这一毛细现象也归因于黏附与内聚力的不平衡。由于管径狭窄, 水平方向上相邻水分子数量减少, 下方内聚力减弱, 从而使黏附力主导了上升过程。综上所述, 超流体的爬升效应与毛细现象具有相同的物理本质, 均源自黏附力、内聚力与重力之间的力平衡差异。

超漏现象

超漏现象是指超流体能够穿透纳米级多孔膜的能力, 而普通流体则无法做到这一点。这些多孔膜的孔径约为0.7纳米, 约为液态氦分子的三倍。超流体分子与膜表面之间的黏附作用使得一层超流体分子覆盖在膜的整个表面, 从而缩小了孔径的有效尺寸。由于超流体分子的电子占据较低能级轨道, 其分子尺寸比液态氦分子更小, 如图1所示, 因此单个超流体分子能够自由通过这些纳米孔隙。

在液态氦中, 分子间存在内聚力, 导致更多氦分子附着在膜表面的超流体分子层上, 增加了氦层厚度, 进一步减小了孔径。这使得孔隙逐渐被填满, 最终阻碍了液态氦通过多孔膜的流动。

实验发现，超漏的流速随着温度升高而下降。液态氦分子的存在导致孔径缩小，因而高温下流速减缓。随着温度持续上升，流动逐渐减弱直至停止。如前所述，氦-4由液态向超流体的转变发生在大约2.6卡尔文至2.17卡尔文的温度区间内，在此期间液态氦和超流体分子共存，流速的减缓也正好出现在这个温度范围内。

喷泉效应

另一个引人注目的超流体现象是喷泉效应。该现象可以通过将一根底端装有纳米多孔膜塞子的管子悬挂在氦超流体中来观察。超流体能够透过多孔膜进入管内。当给管内超流体被加热时，液氦沿管道上升并喷射出来，形成喷泉状流动，如图5所示。那么，喷泉效应的驱动机制是什么呢？

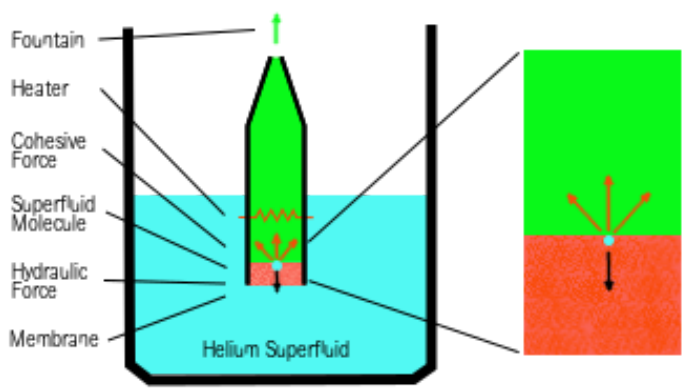


图5: 超流体的喷泉效应。喷泉效应通过在管底安装纳米多孔膜形成超渗漏装置来实现。膜孔中，一个蓝色点表示的超流体分子位于孔隙顶端。上方加热时，该分子相变为普通液态分子，开始与上方液态分子发生内聚作用。由于下方超流体缺乏向下的吸引力，内聚力将蓝色分子拉出孔隙，类似水泵的作用。随着管内分子数量增加，它们最终从管顶喷出，形成喷泉效应。

超流体通过多孔膜流动，保持管内外液面高度一致，遵循普通液压规律。当管内局部受热，超流体转变为普通液态氦，分子间由于伦敦色散力产生内聚力。这种内聚力形成屏障，阻止液态氦通过多孔膜逆流回管外，使多孔膜相当于单向阀，只允许超流体单向进入管内。但仅凭这一点，仍不足以完全解释喷泉效应的驱动。

为理解喷泉效应的另一关键机制，考虑图5中多孔膜顶端孔隙内的一个蓝色超流体分子。当管内超流体被加热相变为液态氦时，这些分子因伦敦色散力开始相互吸引，产生内聚力。蓝色分子吸收上方传来的热量，迅速转变成液态氦分子，并与上方已相变的分子结合。由于下方缺乏超流体分子的内聚力平衡，蓝色分子被上方液态氦分子拉出孔隙。随后，紧接着的超流体分子迅速填补空缺，形成一个连续循环，不断将分子泵入管内，推动喷泉效应的持续发生。

随着超流体分子持续被泵入管内，管内形成液柱高度，产生向下的压力，抵消蓝色分子的向上内聚力。然而，由于库仑力产生的向上内聚力大于向下的液压作用，只要管子长度不过高，液压力无法阻止氦的积聚，最终氦液会从管顶喷出，从而引发喷泉效应。

第二声波

声音是一种振动，通过气体、液体或固体等介质以声波的形式传播。声波的产生依赖于介质中分子之间的内聚力。然而，由于超流体中分子间缺乏内聚力，声波无法在其中形成。因此，超流体中的振动不会以声波形式传播，而是以脉冲形式或通过共振腔内分子的直接流动传播。

在普通流体中，热量通过分子间的内聚力实现对流和扩散传导。而在超流体中，缺乏分子间内聚力，热量通过单个分子的直接流动进行对流传导。这种现象称为“**第二声波**”，其熵和温度的波动传播类似于空气中压力波的传播，传导速度可高达约20厘米每秒。

预言

至此，本文提出的理论已在理解和解释各类超流体现象方面展现出重要价值，并自然引出若干可检验的预测，有助于进一步验证其合理性。首先，众所周知，大多数液体的黏度在温度降低时会升高。然而，该理论预测氦的情况将呈现出不同的趋势。对于氦-4，其黏度与温度的关系曲线应在 λ 点附近呈现三个阶段的变化：在液态区，随着温度降低，黏度应像其它液体一样逐渐上升，直至超流相变开始（约在2.6卡尔文左右）达到峰值；随后，黏度将随着相变过程的进行而逐步降低，最终在 λ 点（约2.17卡尔文）降至零，并在此后保持为零，进入超流区域。

其次，在失重状态下，水分子仍可因内聚力而聚集成水滴。然而，超流体由于分子间缺乏内聚力，预期在无重力或微重力环境（如航天器中）中将无法形成水滴。相反，分子将以单体形式分散于空间中。这种分散现象可能被误认为是蒸发，但实际上并未发生相变；所谓的“蒸发现象”仅是因为缺乏将分子结合在一起的内聚力所致。

第三，在没有压力的情况下，超流体即便冷却至绝对零度（0卡尔文）也无法固化。这是由于其内部缺乏分子间吸引力，因而无法形成足以构成固体结构的键结。超流体呈现出“液体”宏观表现，主要是由于重力作用使分子沉积在容器底部，与真正通过内聚力绑定在一起的液态氦截然不同。

然而，有研究报告称，在极低温（约1–1.5卡尔文）且高压（>2.5兆帕）条件下，可以获得固态氦-4^[17-18]。在常压下，氦在此温度范围内应当处于超流状态。通常，任何具有黏性的液体都需要分子间吸引力；若无此类吸引，液体便转化为超流体。同理，任何固体的形成亦需分子之键的存在，否则分子将无法抵抗剪切应力，仅呈现“粉末状”。因此，关键在于：若超流体分子之间本无内聚力，仅通过加压手段是否就能将它们压实成能承受剪切的固体？这促使我们进一步探讨高压下形成的新型分子键，这将在后文进一步阐述。

最后，我们预测，在氦固体中存在一种新型的分子键形式，将氦分子结合在一起。这种键被称为**压缩键**。在高压条件下，氦分子受到来自邻近分子的电场排斥作用，导致其电子云沿两个质子所定义的轴线方向发生收缩。电子云的压缩使电子密度在不同方向上分布不均，在质子轴线两端形成局部正电场，而在垂直该轴线的平面外围形成局部负电场。这种电场分布的不对称性引发了分子间的吸引力。在这种吸引力的作用下，氦分子将重新排列，以实现体系势能的最小化。最终，体系在分子之间形成一种稳定的低势能结构，如图6B所示，即为压缩键所形成的结合状态。

图6B展示的由压缩键连接的最小分子链单元，两个氦分子的组合体。从这一基本单元出发，可以向多个方向延伸，形成较大的链状结构，进而构建出低密度的非晶材料。随着压力进一步升高，这些链状结构可能被压缩成更加致密的构型，其单元结构由四个氦分子通过压缩键以旋转对称的方式结合。在这种更紧凑的结构中，可以形成密度更高的氦晶体。

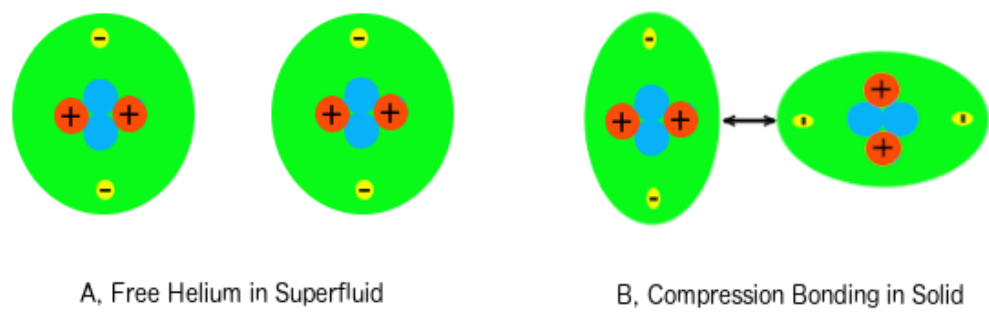


图6: 压缩键的形成。A) 在常压下，降低温度可以将氦液转变为超流体。然而，进一步降温并不会固结，因为缺乏分子间的吸引力来将分子结合在一起。B) 在高压条件下，由于邻近分子电场的排斥作用，氦分子的电子云沿质子轴线方向被压缩，导致电子密度在不同方向上的分布不均。这种不均衡分布产生了局部电场，在质子轴线方向两端形成正电区域，在垂直于该轴线的平面边缘形成负电区域，由此在分子间产生吸引力。该吸引力促使分子重新排列以降低系统的势能，从而形成一种新的分子间结合方式，称为压缩键。氦固体正是由压力下形成的压缩键连接的分子构成。

在常温下也可生成氦固体，但需施加超过113吉帕的超高压[19]。在如此极端的压力条件下，氦分子被压缩导致伦敦色散力被破坏，转而由压缩键所取代。

压缩键亦可能存在于由其他元素组成的固体中。例如，当氢受到约400吉帕的高压作用时，会转变为金属态[20-21]。在此极端压力下，氢原子之间原有的共价键可能被破坏，而形成压缩键，从而促使氢从双原子分子态转变为金属形式。

结论

本研究为我们理解超流体背后的新物理机制提供了全新视角，归纳出以下三项关键发现：

- **超流体的特殊性质源于粒子间吸引力的消失**，这使得超流体表现出许多不同于常规流体的行为。以氦为例，氦原子之间缺乏吸引力，主要是由于其独特的原子结构：体积极小、外层电子轨道完全填满，且电子云分布均匀，从而难以形成分子间作用力。
- **超流体的相变过程并非在固定温度下发生**。与冰水相变不同，超流体相变涉及分子间键的逐步断裂，这一过程消耗能量并伴随温度下降。因此，相变并非集中在传统认为的 λ 点（约2.17卡尔文），而是发生在一个更宽的温度区间内（对氦-4来说约为2.17至2.6卡尔文）。
- **本研究还预测了一种新型的分子键，即“压缩键”**。由于缺乏分子引力，超流体在低压下即使处于绝对0度也无法凝固。然而在高压下，分子的电子云被压缩并发生形变，进而诱发新的吸引机制，形成将分子结合起来的压缩键。这种机制虽在氦固体中首次提出，但在其他由单原子构成的固体中（尤其是金属）可能同样存在并发挥重要作用。

致谢

我衷心感谢张玲在整个研究过程中给予的宝贵支持、鼓励和深入讨论。同时，特别感谢周事为和刘昱昊对初稿提出的细致反馈和认真校对。他们对细节的关注以及建设性的建议，大大提升了论文的表达清晰度、逻辑连贯性和学术严谨性。本研究能够顺利完成，离不开他们无私的时间投入和智慧贡献。

版本更新

- [05/08/2021: 本文在斯坦福初始发布](#)
- [11/01/2025: 在Zenodo上发表](#)
- [12/18/2025: 增加相关文章摘要连接](#)

相关文章摘要链接

- <https://cs.stanford.edu/people/zjl/abstractc.html>, [PDF](#)
- <https://sites.google.com/view/zjlc/>, [PDF](#)
- <https://xenon.stanford.edu/~zjl/abstractc.html>, [PDF](#)
- <https://doi.org/10.5281/zenodo.17972005>, [PDF](#)

相关文献

- [热力学中的错误概念 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [克鲁克斯辐射计旋转的驱动机制 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [布朗运动的原动力 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [温度是分子平均动能的标志吗? \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [绝对零度的本质 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [能量转换三角 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [热膨胀是由于粒子振动引起的吗? \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [超流体不是流体 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [为什么相变温度保持恒定 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [摩擦为何会产生热量? \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [简明熵概念 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [熵可以减少 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [回归原理 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [金属中是否存在自由电子海? \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)

- [电子通道: 导体超导统一论 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [低温和高温超导统一理论 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [LK-99的局限和意义 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [地球磁场超导起源说 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [关于质量的本质问题 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [从万有引力定律到广义相对论的演化 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [爱因斯坦质能方程的最简单推导 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [如何理解相对论 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [数学并非科学 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [潮汐能并非可再生能源 \(PDF: DOI\) \(中文: DOI\)](#)
- [AI 知识污染 \(PDF\) \(中文\)](#)
- [DeepSeek pk ChatGPT \(PDF\) \(中文\)](#)

参考文献

1. P. Kapitza, Viscosity of liquid helium below the λ -point. *Nature*. **141** (3558), 74 (1938). Bibcode:1938Natur.141...74K. doi:10.1038/141074a0. S2CID 3997900.
2. J. F. Allen, A. D. Misener, Flow of liquid helium II. *Nature*. **142** (3597), 643 (1938). Bibcode:1938Natur.142..643A. doi:10.1038/142643a0. S2CID 4135906.
3. J. R. Minkel, [Strange but true: Superfluid helium can climb walls](#). *Scientific American*. (2017).
4. D. D. Osheroff, D. M. Richardson, D. M. Lee, Evidence for a new phase of solid He-3. *Physical Review Letters*. **28** (885) (1972).
5. N. D. Mermin, D. M. Lee, [Superfluid helium-3](#). *Scientific American*. **235** (6), 56-71 (1976).
6. S. M. Carlos, [When fermions become bosons: Pairing in ultracold gases](#). *Physics Today*. **61** (10), 45 (2008).
7. J. Bardeen, et al, [Theory of superconductivity](#). *Physical Review*. **108**, 1175 (1957). doi:10.1103/physrev.108.1175.
8. J. Z. Liu, [Unified theory of low and high-temperature superconductivity](#). *Stanford University*. (2019). (PDF). doi:10.5281/zenodo.17507669.
9. A. Bondi, Van der Waals volumes and radii. *Journal of Physical Chemistry*. **68** (3), 441–451 (1964). doi:10.1021/j100785a001.
10. F. Londo, The general theory of molecular forces. *Transactions of the Faraday Society*, **33**, 8–26 (1937). doi:10.1039/tf937330008b.
11. F. L. Leite, C. C. Bueno, A. L. Da Róz, E. C. Ziemath, O. N. Oliveira, [Theoretical models for surface forces and adhesion and their measurement using atomic force microscopy](#). *International Journal of Molecular Sciences*. **13** (12), 12773–856 (2012). doi:10.3390/ijms131012773. PMC 3497299. PMID 23202925.
12. D. Vollhardt, P. Wölfle, The superfluid phases of helium-3. *Taylor and Francis*, London. (1990).
13. J. Z. Liu (2023). [“Why Phase Transition Temperature Remains Constant”](#). *Stanford University*. Archived (PDF). doi:10.5281/zenodo.17504663.

14. J. Z. Liu (2019). "[The Process Driving Crookes Radiometers](#)". *Stanford University*. Archived ([PDF](#)). doi:[10.5281/zenodo.17503377](#).
15. T. Ohba, [Limited quantum helium transportation through nano-channels by quantum fluctuation](#). *Scientific Reports*. **6**, 28992 (2016). Bibcode:[2016NatSR...628992O](#). doi:[10.1038/srep28992](#). PMC [4929499](#). PMID [27363671](#).
16. R. J. Donnelly, C. F. Barenghi, The observed properties of liquid helium at the saturated vapor pressure. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. **27** (6), 1217–1274 (1998). Bibcode:[1998JPCRD..27.1217D](#). doi:[10.1063/1.556028](#).
17. W. H. Keesom, Solidification of helium. *Nature*, **118**, 81 (1926).
18. W. H. Keesom, Solid helium. *Communications from the Physical Laboratory at the University of Leiden*, **17** (184) (1926).
19. J. P. Pinceaux, J. P. Maury, J. M. Besson, [Solidification of helium, at room temperature under high pressure](#). *Journal de Physique Lettres*. **40** (13), 307–308 (1979). doi:[10.1051/jphyslet:019790040013030700](#).
20. N. W. Ashcroft, The hydrogen liquids. *Journal of Physics: Condensed Matter*. **12** (8A), A129–A137 (2000). Bibcode:[2000JPCM...12..129A](#). doi:[10.1088/0953-8984/12/8A/314](#).
21. S. A. Bonev, et al, A quantum fluid of metallic hydrogen suggested by first-principles calculations. *Nature*. **431** (7009), 669–672 (2004). arXiv:[cond-mat/0410425](#). Bibcode:[2004Natur.431..669B](#).