

光晶格中的冷原子*

郭文祥 刘伍明[†]

(中国科学院物理研究所 北京 100190)

2016-01-05 收到

[†] email: wmliu@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20160603

Cold atoms in an optical lattice

GUO Wen-Xiang LIU Wu-Ming[†]

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

摘要 光晶格是一种人造光晶体, 它是由反向传播激光束干涉形成的周期性势阱构成的。光晶格的周期、势深等参量可以通过调节激光的强度和频率等来准确控制。作为一个纯净可控的实验平台, 光晶格已经逐渐成长为模拟多体系统的最便利的工具之一。文章对光晶格中冷原子进行了简单的介绍, 重点阐述了玻色—爱因斯坦凝聚、激光冷却、光晶格和量子相变等内容。

关键词 冷原子, 光晶格, 玻色—爱因斯坦凝聚, 激光冷却, 量子相变

Abstract An optical lattice is an artificial light crystal which is formed by the periodic potential wells created by the interference of counter-propagating laser beams. Its periodicity and well depth can be accurately tuned by changing the power and frequency of the laser beams. As a clean, controllable experimental platform, the optical lattice has gradually become one of the most convenient tools used to simulate many-body systems. This article is a brief introduction to cold atom physics, with particular emphasis on Bose-Einstein condensates, laser cooling, optical lattices, and quantum transitions.

Keywords cold atoms, optical lattice, Bose-Einstein condensate, laser cooling, quantum transition

1 引言

1925年, 爱因斯坦预言在极低温条件下, 当原子德布罗意波长与原子间距离在同一量级时, 理想气体玻色子凝聚在能量最低的基态上, 发生玻色—爱因斯坦凝聚。1995年, 美国物理学家首次实现了稀疏原子气体的玻色—爱因斯坦凝聚体(BEC)的制备。随着这种奇特宏观量子态的成功制备, 超冷玻色原子气体和费米原子气体的研究成为了当代物理学研究的一个新的热门发展方

向, 吸引了不同领域内众多物理学家的广泛关注, 冷原子物理学也得以迅速发展成为物理学的一门重要的前沿分支学科。

在量子力学中, 微观粒子可以按自旋分为性质截然不同的两类: 自旋为整数的玻色子和自旋为半整数的费米子。玻色子波函数对称, 容许多个粒子占据同一量子态, 符合玻色—爱因斯坦统计; 而费米子的波函数反对称, 遵守泡利不相容原理, 费米子不能占据同一量子态, 符合费米—狄拉克统计。1924年, 爱因斯坦把印度物理学家玻色的光量子统计理论推广到无相互作用玻色子系统上, 发展成为现在的玻色—爱因斯坦统计理

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB921502, 2012CB821305)资助项目

论。在此基础上，爱因斯坦更进一步断言，理想玻色气体温度降低到对应的临界温度之下后，宏观数量的玻色子将占据同一个量子态，发生凝聚现象，这就是我们现在所说的玻色—爱因斯坦凝聚^[1]。这一预言在当时一直没有受到物理学界的重视，直到1938年London把同年发现的超流态⁴He液体与玻色—爱因斯坦凝聚联系起来，认为超流态⁴He液体是典型的玻色—爱因斯坦凝聚现象。然而，由于液态He原子之间存在很强的相互作用，发生凝聚的原子数目很少，凝聚现象难以直接测量，并使得超流态⁴He液体的理论研究及其与实验结果的比较变得困难起来。为此，物理学家开始致力于寻找具有更显著凝聚现象的弱相互作用玻色气体(即稀疏冷原子气)的玻色—爱因斯坦凝聚。^[2]

玻色—爱因斯坦凝聚归根结底是一个量子现象，它是一种与寻常微观量子现象截然不同的宏观量子态。在量子力学中，粒子具有波粒二象性，而微观粒子的波动性是量子现象迥异于经典物理现象的主要根源，因此我们可以根据粒子的物质的波波长来判断其是否会发生显著的量子效应。当粒子的德布罗意波波长与粒子间的平均间隔可相比拟时，物质将表现出显著的量子特征，我们可以据此计算产生量子效应的临界条件。一般地说，德布罗意波波长 λ_T 与温度的关系由下式 $\lambda_T = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}\right)^{\frac{1}{2}}$ 决定^[3]，而理想玻色气体出现凝聚体的条件是 $n\lambda^3 \geq 2.612$ ^[4]。由波长公式可以看出，温度越低，物质的波的波长越长。据此，再结合凝聚体判定条件，我们发现玻色—爱因斯坦凝聚可以通过降低温度和提高粒子数密度的方法来实现。在室温标准大气压下，理想气体分子数密度约为 10^{19} cm^{-3} ，液体和固体的分子数密度一般是 $10^{22}—10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 。一般地说，要实现玻色—爱因斯坦凝聚，稀疏原子气的粒子数密度需要在 $10^{13}—10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 范围之内。在固体中，金属电子气的费米温度大致在 $10^4—10^5 \text{ K}$ 范围内，以此为对照，我们估算稀疏玻色原子气体至少必须达到 μK 量级的低温才有可能产生玻色—爱因斯坦凝聚态^[3]。因

此，找到冷却原子气体到极低温的方法是实现稀疏原子气的玻色—爱因斯坦凝聚的唯一途径。

2 激光冷却

冷却技术的限制，使得玻色—爱因斯坦凝聚所需的低温条件在相当长一段时间内难以达到，因而玻色凝聚体的制备始终没有实质上的进展。直到1975年，Hänsch和Schawlow提出利用激光对原子的共振散射力可以冷却原子气^[5]，这为实验上获得超冷原子气体提供了强有力的理论支撑。如图1(a)所示，有一束特定频率的反向激光束射向运动原子，原子会吸收一个光子跃迁到激发态。根据动量守恒定律，吸收光子后的原子动量等于原子初始动量与光子动量的矢量和，因为二者反向且原子动量大于光子动量，所以激发后原子动量减小。接下来的过程如图1(c)所示，激发态原子会自发地向基态跃迁，在跃迁过程中同时释放光子，而自发发射的光子方向是随机的，因此自发发射光子在长时间内平均动量为零。原子吸收光子动量减小，发射光子动量不变，在这个过程中原子动量变小。不断重复这一过程，使得原子动量持续降低，从而达到激光冷却目的。图1简明扼要地展示了激光冷却的基本原理与过程^[6]。

在激光冷却的理论基础被完善后，大量物理学家投入了激光冷却的具体实现工作中。虽然激光冷却原理并不复杂，但是实验上的实现却仍然

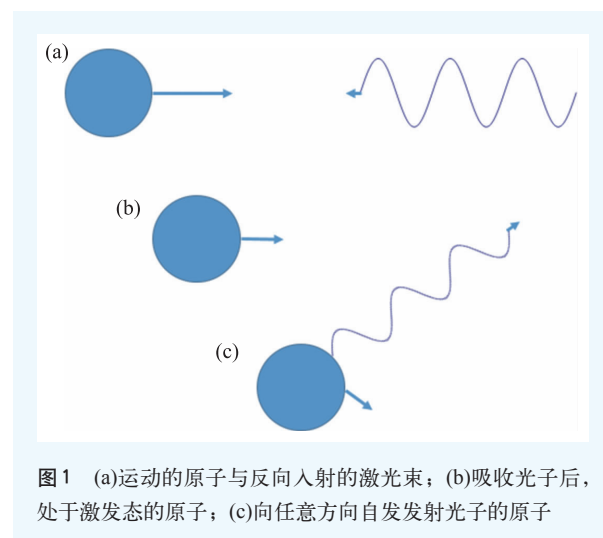


图1 (a)运动的原子与反向入射的激光束；(b)吸收光子后，处于激发态的原子；(c)向任意方向自发发射光子的原子

遇到了两个困难：一是需要在减速过程中连续补偿由多普勒效应造成的频移，二是需要克服光抽运效应^[7]。激光对原子的共振散射力与其频率密切相关，而由于多普勒效应，原子运动速度变化会导致接收到的激光频率随之改变。激光冷却使原子运动速度降低，在这一过程中，相应的入射激光频率需要时刻变化，才能维持原子有效减速。因此，实验上需要在减速过程中时刻补偿多普勒频移，否则原子将在减速过程中因脱离共振而停止减速。迄今为止，实验上已经产生了多种连续补偿多普勒频移的方法，常用的有激光频率扫描法、塞曼(斯塔克)效应改变共振频率法、漫射光补偿法和宽频带减速法等。上述方法各有优缺点，实验中一般根据不同条件选择合适的方法。

实际上，实验中的原子并不是简单的二能级结构，其能级一般会分裂成超精细结构。激发态原子自发辐射回到基态时，可能跃迁到基态能级的不同超精细结构上。而实验上频带很窄的入射激光只能作用在处于对应能级的原子上，激光不能作用的超精细能级上的原子将停留在该能级上，即原子被光抽运到暗态上，从而停止减速过程。通常为了克服光抽运效应，物理学家采用循环跃迁光减速和反抽运激光相结合的实验方法^[7]。

基于上述原理发展起来的激光冷却技术中，多普勒效应起着重要的作用，因此我们通常把这种冷却方法叫做多普勒冷却，这也是实验中最常

见的激光冷却技术。根据多普勒冷却的原理可知，多普勒冷却存在一个冷却极限，多普勒冷却极限可由下式求出^[8]：

$$k_B T = \frac{\eta \Gamma}{4} \left(\frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{-2\delta/\Gamma} \right).$$

由上式可知，在 $\delta = \omega - \omega_0 = -\Gamma/2$ 时，存在冷却极限温度 T_{lim} 为

$$T_{\text{lim}} = \frac{\eta \Gamma}{2k_B}.$$

对于钠原子，这个冷却极限温度是 240 μK ，但这个冷却极限却是经过物理学家们十多年的不懈努力才最终实现的。达成多普勒冷却极限的关键技术是 1985 年贝尔实验室朱棣文小组发展的“光学粘团”技术，利用此技术，朱棣文小组首次把钠原子冷却到 240 μK 这个极限^[9]。“光学粘团”是利用 3 对反向平行激光束使原子在 3 个方向上同时减速，从而达到冷却目的的激光冷却技术。随后，美国国家标准与技术研究所(National Institute of Standards and Technology, NIST)的 Phillips 研究小组重复朱棣文的实验，却得到了令人震惊的结果，他们把钠原子冷却到了远低于多普勒冷却极限的 43 μK ^[10]。随后，Phillips 和朱棣文等物理学家进行的多次精确实验都得到了相似的结果，这表明激光冷却可以突破多普勒冷却极限的限制，使原子冷却到更低温度。在此基础上，朱棣文和法国巴黎高等师范学校的 Cohen-Tannoudji 分别独立地提出相关理论解释，为新的冷却技术的快速发展提供了坚实的理论基础，这种新的冷却技术因其突破多普勒冷却极限而被称作亚多普勒冷却。

原子气体不仅温度必须降低到临界温度之下，而且密度必须达到一定的大小，双管齐下才能使得原子的德布罗意波长与平均间距相比拟，从而产生量子效应。而单单依靠激光冷却并不能同时达到这两个条件，实验中必须结合蒸发冷却等方法才能产生玻色—爱因斯坦凝聚。实验上制备 BEC 的一般过程是：(1)在室温下用磁光阱捕获实验原子团；(2)用激光冷却技术把捕获的原子团冷却到几十至几百 μK 数量级；(3)装载冷原子团

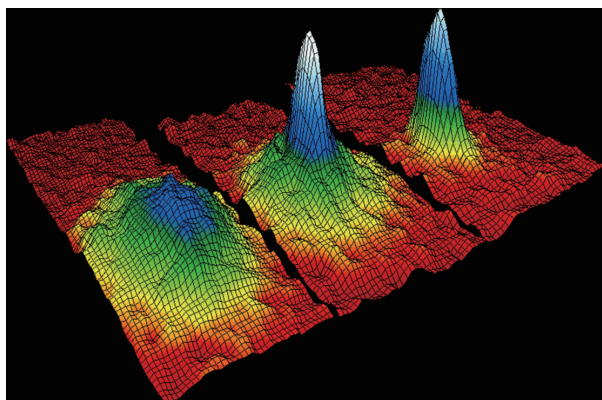


图2 铷原子气的玻色—爱因斯坦凝聚体(左图为玻色—爱因斯坦凝聚出现前；中图为玻色—爱因斯坦凝聚刚出现；右图为进一步蒸发后遗留的近乎纯净的凝聚体)^[11]

到静磁阱中，用蒸发冷却方法进一步把原子团冷却至 100 nK 数量级，达到 BEC 转变温度。在冷却过程中，一般还会采用绝热压缩技术来提高原子气体密度^[7]。当温度足够低，同时原子气体密度足够高时，就会发生玻色—爱因斯坦凝聚。

经过不懈努力，美国科罗拉多大学和美国国家标准局的联合天体物理实验室(JILA)的 Cornell 和 Wieman 终于在 1995 年首次实现了 170 nK 的稀疏铷原子气玻色—爱因斯坦凝聚(见图 2)^[12]。不久后，麻省理工学院(MIT)的 Ketterle 则制得了钠原子气的凝聚体^[13]。为此，Cornell, Ketterle 和 Wieman 因实现稀薄气体中的玻色—爱因斯坦凝聚的贡献而分享了 2001 年诺贝尔物理学奖。在此之前，朱棣文、Cohen-Tannoudji 和 Phillips 因为他们在激光冷却和原子囚禁方面的杰出贡献而获得了 1997 年诺贝尔物理学奖。诺贝尔物理学奖多次授予在冷原子物理领域内取得突出成就的物理学家，这表明冷原子物理学是一个具有极大发展前景的学科。

3 光晶格

在物理学中，很重要的一类工作就是研究多体问题。而不论是经典物理领域还是量子力学领域，多体问题甚至是三体问题都很难得到解析解，只能近似求解。在多体系统中，材料是其中的一个重要研究对象。材料科学不仅关系到科学技术的发展进步，而且和国民生产生活、国家经济发展密切相关。在材料科学中，实际材料物理特性的研究尤为重要，物质的磁性、导电性以及拓扑性质等都是物理学研究的热点问题。然而，实际材料的复杂性，使得我们缺乏精确有效直接调控实验参数的手段，实验上只能通过加压或者掺入杂质等间接方式，改变影响物质特性的变量，达到研究相关物性的目的。具体来说，材料中的杂质、缺陷以及库仑相互作用，都会对材料的性质产生重大的影响。控制变量法是实验科学中的一种基本方法，实际材料的复杂性极大地干扰了试验中对变量的控制，使得我们难以清楚地

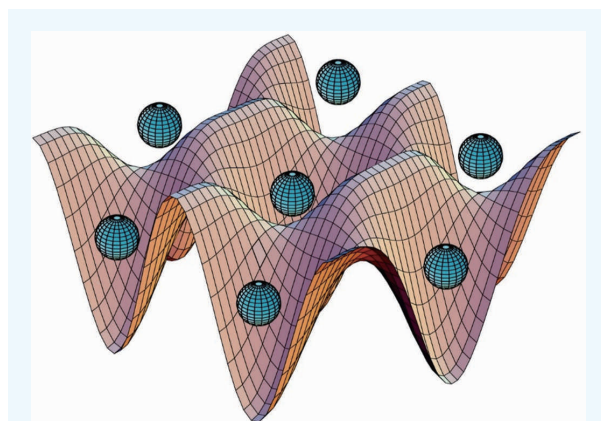


图3 囚禁了冷原子的二维光晶格示意图^[14]

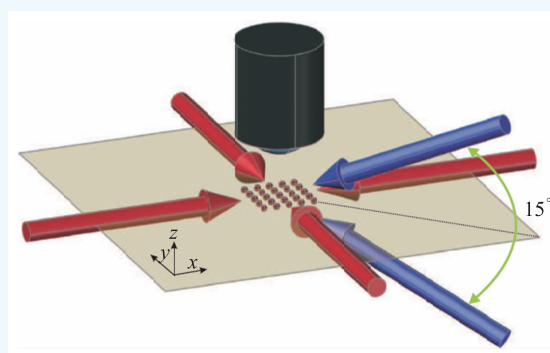


图4 生成二维平方光晶格的实验装置图^[15]

了解各种变量对物性的具体影响，因此实验上需要尽可能地减少相应的不可控变量。而作为一个纯净可控的实验平台，光晶格已经逐渐成长为模拟多体系统的最便利的工具之一。

光晶格本质上是一种人造的光晶体，它是由反向增殖激光束干涉而形成的成百上千的周期性稳定光学势阱组成的。这些光学势阱能够囚禁原子，并把原子排列成有序的晶体结构。图 3 是二维光晶格的示意图，原子被囚禁在周期性势场中，形成一个常见的二维晶体结构。在二维光晶格中，平方格子是一种较容易实现的光晶格。图 4 就是二维平方格子的生成装置实验示意图。在 x - y 平面内，利用互相垂直的两对反向传播激光(红色箭头)生成二维的方形驻波来囚禁原子，通过两束在垂直平面成 15° 夹角的激光(蓝色箭头)，可以产生一个在竖直方向上较深的势阱^[15]。这个深势阱使得 z 方向上不同层之间的原子很难跃迁，原子只能在 x - y 平面内跃迁，我们就获得了所需

要的二维平方格子。

同样地，一维光晶格和三维简立方光晶格也可以用类似的方式生成。如图 5(a) 左图所示，两束反向平行传播激光束会形成一组二维圆盘状势阱，如果再在平行于二维圆盘的平面上增加一对类似激光束(与原来的两束激光垂直)，如此就可以产生一系列的一维势能管，如图 5(a) 右图所示。不同势能管之间没有原子跃迁，这样，我们就得到了一系列的一维光晶格。与之类似，如果再加载两束与此前的激光都垂直的激光束，如图 5(b) 左图所示，我们就可以得到一个三维的简立方光晶格，图 5(b) 右图就是以这种方式形成的简立方光晶格的示意图^[16, 17]。通过调节激光强度，我们就可以控制势阱内冷原子的跃迁。

4 光晶格中冷原子的量子相变

固体中原子之间的距离通常是几埃，电子间的库仑相互作用很强，导致固体模型通常都是复杂多变难以求解的，这为我们研究其性质造成了极大的困难。与之不同的是，光晶格中冷原子间距可以达到微米级，这使得光晶格系统中原子

间相互作用的影响很微弱，我们可以用精确易处理的理论模型研究。而且光晶格中冷原子的性质与固体晶格中的电子性质非常相似，因此光晶格中的冷原子可以用来模拟复杂的晶体模型。我们可以对光晶格的周期性势场进行准确的数学建模，从而通过高品质激光束在实验室中产生所需要的无缺陷的光晶格。另外，光晶格的周期、势深等参量还可以通过调节激光的强度、偏振度和频率等来进行准确控制。同时具有如此之多的优势，使得光晶格成为模拟多体系统的重要平台，为解决多体系统的众多难题提供有力的帮助。

高温超导的理论机制、自旋液体和拓扑绝缘体等，都是多体问题的研究热点。在这些热点问题中，都存在着相变的发生，所以对相变的研究是解决这些问题的关键所在。在光晶格中冷原子的试验中，量子相变问题同样是一个研究重点。在经典的热力学相变中，物质的各相随着温度的变化而转变，如气—液相变(蒸发与凝结)、液—固相变(融化和凝固)等。这些经典相变通常被称作热力学相变，在热力学相变中热涨落占据着主导地位。而当物体处于接近绝对零度的状态时，热涨落被冻结，量子涨落效应更加显著，此时随着其他参量改变而发生的相变即为量子相变。2002 年，Hänsch 和 Bloch 首先在三维光晶格中的 ^{87}Rb 的玻色—爱因斯坦凝聚体中观察到了玻色子的超流—Mott 相变。在实验中，他们通过改变激光强度调节格子深度来实现转变^[18]。与玻色子类似，对于费米子系统而言，除了上述方法，还可以利用 Feshbach 共振方法来改变原子间相互作用的大小，以实现费米子的金属—Mott 绝缘体相变^[19, 20]。这些实验的成功，使得利用光晶格中冷原子研究量子相变迅速成为研究的热门方向。除此之外，利用数值计算方法，可以在理论上很好地模拟不同光晶格中冷原子体系的量子相变，这为实验上的量子相变的研究指明了方向，具有重大的意义。中国科学院物理研究所刘伍明小组利用动力学平均场方法广泛地研究了多种光晶格中 Hubbard 模型的量子相变，得到了丰富的相图，这些

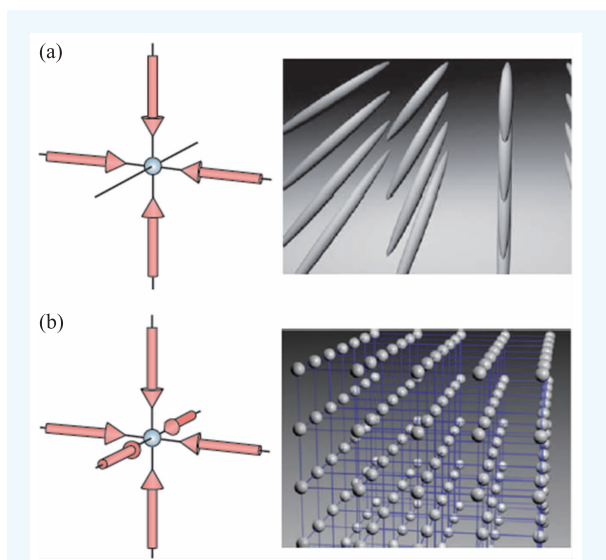


图5 (a)利用4束互相垂直的强激光产生的一维光晶格；(b)利用6束互相垂直的激光产生的三维光晶格^[16]

研究成果对于光晶格的相关实验有着重要的启发作用。下面我们将简单介绍取得成果中的两个：三角 kagome 格子和六角光晶格中冷原子的量子相变。

几何阻挫系统有着许多类似自旋液体和自旋冰的有趣现象，相互作用导致的电荷序和磁序依旧是强关联体系的研究热点。Cu₉X₂(cpa)₆·xH₂O (X=F, Cl, Br)，是一种新发现的二维材料，这种材料中的 Cu 自旋形成一种新的叫做三角 kagome 格子的几何阻挫结构，图 6(a) 是三角 kagome 格子在不同各向异性因子时的结构示意图(为简便起见，本文正文以及附图中的物理量一般不取实际单位，而取 1 为单位)。

陈耀桦博士和刘伍明研究员结合原胞动力学平均场(CDMFT)和连续时间蒙特卡罗方法(CTQMC)，研究了三角 kagome 格子上 Hubbard 模型的量子相变问题。研究发现，格点的各向异性会改变金属—绝缘相变的相变点，诱导产生了片绝缘体(plaquette insulator)和 Kondo 金属(Kondo metal)这两种新奇相。在片绝缘体中，A 子格绝缘，B 子格原子巡游，总体表现为绝缘体；而 Kondo 金属中 A 格点为金属相，B 格点绝缘相，相当于金属中的磁性杂质，总体表现金属性。图 7 是研究中得到的温度 $T=0.2$ 时，三角 kagome 格子的 $U-\lambda$ 相图。图中黑线和红线之间的区域表示片绝缘体和 Kondo 金属。除了这两种新奇相外，三角 kagome 格子中的 Hubbard 模型还存在顺磁金属相、顺磁绝缘体相和亚铁磁绝缘体相^[21]。

六角晶格，也叫蜂巢晶格(honeycomb lattice)，科学家对六角格子上的紧束缚模型以及相互作用模型进行了长时间的研究。特别是 2004 年以来，随着物理学家在实验室中成功制备单层石墨烯^[22]，单层石墨烯特殊的二维六角晶格结构获

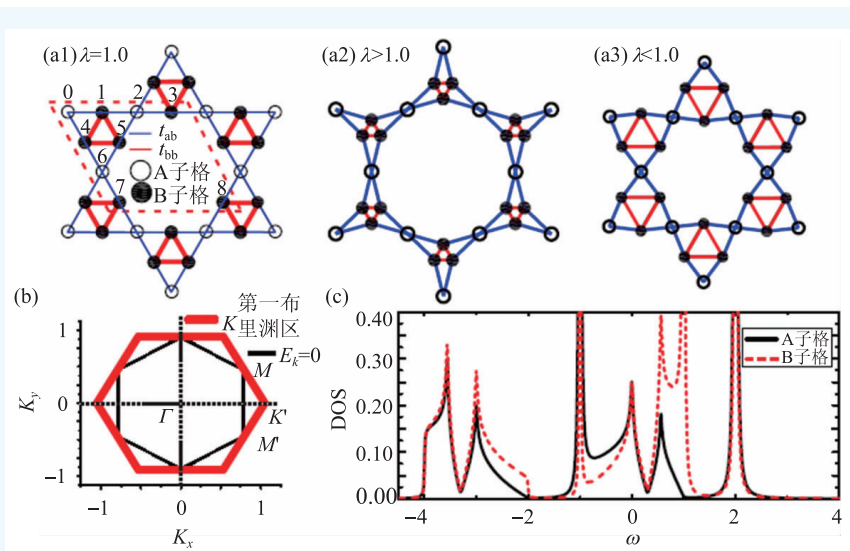


图 6 (a)三角 kagome 格子的示意图(t_{ab} 是 A, B 子格之间的跃迁能, t_{bb} 是 B 子格内部的跃迁能); (b)三角 kagome 格子在各向异性参数 $\lambda=1$, 相到作用强度 $U=0$ 情况下的第一布里渊区与费米面示意图(K_x 和 K_y 分别为波矢 K 的 x, y 分量, 单位为 1); (c)三角 kagome 格子在 $\lambda=1$, $U=0$ 情况下的态密度(DOS), ω 为频率, 单位为 $1^{[21]}$

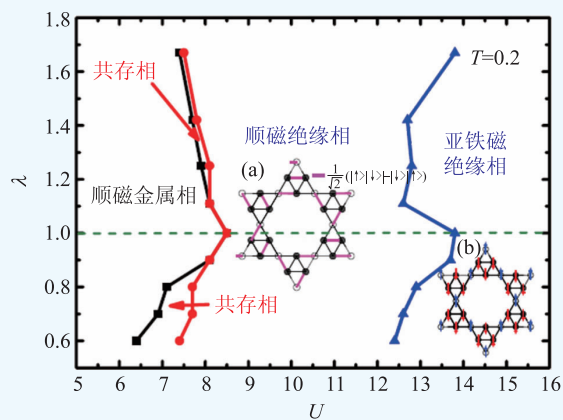


图 7 温度 $T=0.2$ 时, 三角 Kagome 格子的 $U-\lambda$ 相图(横坐标 U 为相互作用强度, 纵坐标 λ 为各向异性参数, 黑线和红线之间是片绝缘体相和 Kondo 金属相, (a) 为顺磁绝缘体的自旋排列示意图, (b) 为亚铁磁绝缘体的自旋排列示意图)^[21]

得了广泛的关注。而近年来拓扑绝缘体^[23]的理论预言与实验制备以及量子自旋液体^[24]的发现，更是使得六角晶格成为实验与理论研究领域的双重热点。吴为博士和刘伍明研究员研究了自旋轨道耦合(SOC)和库仑相互作用间的竞争对六角晶格的影响，发现二者之间的竞争会诱发量子自旋霍尔效应，使系统产生拓扑绝缘相，并且在弱自旋轨道耦合的状态下体系会存在自旋液体相，并画出了多个相图^[25]。图 8 左图是温度 $T=0.025, 0.0125$

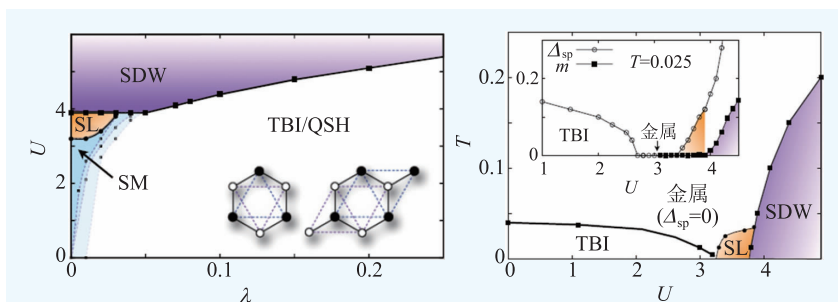


图8 六角晶格中Kane-Mele-Hubbard模型的 U - λ 相图和 U - T 相图^[25](图中SDW为自旋密度波相,SL为自旋液体相,SM为半金属相,TBI/QSH为拓扑绝缘相/量子自旋霍尔相, U 为相互作用强度, λ 为自旋轨道耦合强度, T 为温度, Δ_{sp} 为单粒子能隙, m 为磁化强度)

和0.005时,六角晶格中Kane—Mele—Hubbard(KMH)模型的 U - λ 相图,从该相图可以看出,相互作用 U 会破坏量子自旋霍尔效应,而自旋轨道耦合会诱导出拓扑绝缘相;而从图8右图可以看出,温度升高会发生金属相变。相图中存在的相还有自旋液体相、半金属相和自旋密度波相。

在数值计算过程中,我们是根据定义的序参量的改变来判断相变发生与否。而在光晶格中的冷原子实验中,物理学家是如何判断体系相变的呢?下面,我们将从几个具体的实验出发介绍在光晶格实验中判断相变的几种常用方法。在超冷费米气体实验中,因为不同状态具有不同的费米面,我们能够通过观察费米面的变化来判断系统所处的状态。2004年,Esslinger等人在一个三维的简立方光晶格中实现了费米原子气体从正常态到绝缘态的转变。在这个实验中,他们就是利用费米面的变化来判断体系状态改变的。通过缓慢降低光晶格势深使得原子绝热停留在最低能级,近似地保存了第一布里渊区内原子准动量的信息,他们根据这些信息就可以得到费米面。具体步骤是,在1 ms的时间内,把晶格势深降到零,然后关闭磁场,使得原子可以自由地弹性扩散,9 ms之后,再利用吸收成像技术获得冷原子的动量分布,这样就可以直接观测到系统的费米面^[26]。

金属—Mott绝缘体相变是强关联系统中的经典问题,也是光晶格中冷原子模拟的热点。在光晶格实验中,可以通过测量双占据格点的比例来

判断冷原子系统是否处于Mott绝缘相。Esslinger等人于2008年利用一个立方晶格囚禁 ^{40}K 原子,并通过Feshbach共振调节原子间的相互作用,从而获得了冷费米子气体的Mott绝缘相^[19]。Feshbach共振能够改变原子的散射长度,而散射长度则是原子间相互作用强度的表征量。因此,Feshbach共振就成为光晶格实验中调节原子间相互作用的有力手段,

这也使得光晶格能够有效模拟强关联系统。在实验中,如果双占据格点比例很小接近于零,这说明原子之间有强烈的排斥作用,系统处于Mott绝缘相;反之,系统处于金属相。

系统的谱函数也是一个判断系统相变的重要物理量。在实际材料中,我们可以通过X射线激发谱来获得材料相应的谱函数。该方法是利用阴极射线激发材料的内层电子产生一个空能级,然后外层电子会占据这个空能级,同时释放一个X射线光子。通过分析激发的X射线光子谱,我们就可以得到材料的谱函数。但是我们却很难在冷原子体系中得到系统的谱函数,如何在冷原子系统中探测系统的谱函数,依然是该领域的一个十分热门的问题。

5 光晶格冷原子钟

在物理学中,对物理量测量精度的要求始终在不断提高。精密测量不仅是检验物理学基本理论和定律、精确测量物理常数(如万有引力常数 G ,朗德因子 g 等)的重要方法,而且也为物理、化学、生物等自然科学的发展提供了必要的精确数据。在对各种物理量的测量中,最为精确的是对时间的测量。长期以来,人们通常以天体运动的恒定周期作为测量时间的标准。然而这个标准下的时间测量精度始终难以提高,为此人们一直致力于找到更精确的时间测量标准。20世纪以来,对原子性质的研究使人们了解到,原子中电

子运动周期是非常恒定的,这种恒定性充分反映在原子吸收和发射的电磁波频率上。由此,人们产生了用原子吸收和发射谱线的稳定周期作为更精确的时间测量标准的想法。

时间的基本单位是“秒”,1967年召开的第13届国际度量衡大会中对“秒”做了最新的定义:¹³³Cs原子基态的两个超精细能级间跃迁对应辐射的9192631770个周期的持续时间。定义中的铯原子在绝对零度下和零磁场环境中是静止的。原子频率标准的采用使得时间测量的精度得到了显著提高。原子频标的精度与电磁波频率密切相关,若把频率从微波波段提升到光波波段,则可以大大提高时间测量精度。近年来,由于激光冷却原子和光晶格等新技术的发展,冷原子光频标的研究吸引了人们广泛关注。光晶格中冷原子不易受外界扰动的影响,同时由于格子之间的距离小于光波长,降低了多普勒频移的影响。这些优势使得光晶格中冷原子在时间测量中具有极大

的发展潜力,冷原子光频标也是最有可能的新的时间标准。

6 结束语

冷原子物理是原子物理学的一个学科分支,发展到现在已有数十年的历史。随着研究的深入和激光制冷等技术的发展,冷原子物理逐渐成为物理学的一个重要分支领域。光晶格中冷原子是冷原子物理的一个重要研究对象,是实验上模拟多体系统的重要手段,同时在原子钟、量子态的操纵,相干态性质的研究和量子计算等领域内都有着重要的应用价值。我国虽然在冷原子领域内取得了一些实验和理论上的成果,但是距离世界顶尖水准还有显著差距。而随着我国经济水平的日益提高,国家对科研的投入也与日俱增,借此机会,我们必须迎头赶上,达到世界一流的研究水准。

参考文献

- [1] 孙昌璞. 科学,1999,51(6):19
- [2] Pitaevskii L, Stringari S. Bose-Einstein Condensation. Oxford: Clarendon Press, 2003
- [3] Pethick C J, Smith H. Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases. Cambridge: Cambridge University Press, 2001
- [4] 汪志诚. 热力学·统计物理. 北京:高等教育出版社,2008
- [5] Hänsch T W, Schawlow A L. Opt. Commun., 1975, 13(1):68
- [6] Phillips W D. Rev. Mod. Phys., 1998, 70(3):721
- [7] 王义道. 原子的激光冷却与陷阱. 北京:北京大学出版社,2007
- [8] Foot C J. 原子物理学. 北京:科学出版社,2009(in English)
- [9] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55:48
- [10] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61:169
- [11] http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Bose%E2%80%93Einstein_condensate&redirect=no
- [12] Anderson M H, Wieman C E, Cornell E A *et al.* Science, 1995, 269:198
- [13] Davis K B, Mewes M O, Ketterle W *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75:3996
- [14] <http://www.physics.umd.edu/rgroups/amo/rolstonwebsite/bec.htm>
- [15] Gemelke N, Zhang X B, Chin C *et al.* Nature, 2009, 460:995
- [16] Bloch I. Nat. Phys., 2005, 1:23
- [17] 高克林,刘伍明,詹明生等. 精密激光光谱学研究前沿. 上海:上海交通大学出版社,2014
- [18] Greiner M, Hänsch T W, Bloch I *et al.* Nature, 2002, 415:39
- [19] Jördens R, Strohmaier N, Esslinger T *et al.* Nature, 2008, 455:204
- [20] Schneider U, Best Th, Bloch I *et al.* Science, 2008, 322:1520
- [21] Chen Y H, Yao D X, Liu W M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108:264402
- [22] Novoselov K S, Geim A K *et al.* Science, 2004, 306:666
- [23] Kane C L, Mele E J. Phys. Rev. Lett., 2005, 95:226801
- [24] Meng Z Y, Lang T C, Wessel S *et al.* Nature, 2010, 464:847
- [25] Wu W, Liu W M, Hur K L *et al.* Phys. Rev. B, 2012, 85:205102
- [26] Köhl M, Esslinger T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94:080403