

微腔极化激元三十年：历史、现状与展望

李峰^{1,2,†} 熊启华^{3,4,††}

(1 西安交通大学电子科学与工程学院 电子物理与器件教育部重点实验室 西安 710049)

(2 陕西省信息光子技术重点实验室 西安 710049)

(3 清华大学物理系 低维量子物理国家重点实验室 量子信息前沿科学中心 北京 100084)

(4 北京量子信息科学研究院 北京 100193)

2022-02-18收到

† email: felix831204@xjtu.edu.cn

†† email: qihua_xiong@tsinghua.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20220701

Thirty years of cavity polaritons: the past, present and future

LI Feng^{1,2,†} XIONG Qi-Hua^{3,4,††}

(1 Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, School of Electronic Science and Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(2 Shaanxi Key Laboratory of Photonics Technology for Information, Xi'an 710049, China)

(3 Frontier Science Center for Quantum Information, State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(4 Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China)

摘要 微腔激子极化激元是激子和微腔光子形成的叠加态，是一种兼具光与物质双重属性的准粒子，在基础物理研究和未来光子芯片应用方面具有重要的价值。从1992年首次实验观测到微腔极化激元至今已有整整30年。文章回顾这30年来微腔激子极化激元领域的发展历史与重要成果，并对未来的研究方向做了展望。将重点介绍微腔激子极化激元的概念、形成过程及其玻色—爱因斯坦凝聚的原理，简述以此为基础的极化激元光流体、物态调控及量子效应。

关键词 极化激元，激子，光学微腔，玻色—爱因斯坦凝聚，量子信息

Abstract Cavity exciton-polaritons are quasi-particles formed by the strong coupling between excitons and cavity photons in microcavities. They exhibit the dual nature of light and matter, and have significant promising applications in both fundamental physics and future photonic circuits. We review the historical development and important achievements of this field since the first experimental demonstration of cavity polaritons thirty years ago, followed by a survey of future research avenues. A detailed description of the basic concepts of exciton-polaritons and the polariton Bose—Einstein condensation is provided, as well as a brief introduction to the photonic fluid, state control and quantum effects of cavity polaritons.

Keywords polariton, exciton, microcavity, Bose—Einstein condensation, quantum information

1 引言

极化激元(polariton)的概念最早由黄昆先生于1951年提出^[1]。他指出极性晶体的振动模式(横光学声子)与宏观电磁场耦合会产生新的混合模式,其色散曲线分为两支,每支都是电磁波和晶格振动波的混合态,这就是后来所说的声子极化激元(phonon-polariton)。1958年, Hopfield 提出了 polariton 这一名称(即极化 polarization+光子 photon),并把黄昆的理论推广至晶体中的激子与光子的耦合作用,即激子极化激元(exciton-polariton)^[2]。晶体中的体激子极化激元无法自发衰变到自由光子态,需要通过声子或晶体缺陷的相互作用、双光子过程等进行表征测定。随着光学微腔技术的发展,微腔中的光学模式与腔内的激子耦合形成的微腔激子极化激元(下面简称微腔极化激元, cavity polariton)能够直接与腔外的自由光子相互转化,成为能够通过光学方法表征的激子极化激元体系,并在一定条件下展现出类玻色—爱因斯坦凝聚(BEC)等现象。极化激元理论亦被推广至凝聚态物理中其他类型的元激发,形成表面和界面等离极化激元(surface plasmon polariton)、磁振子极化激元(magnon polariton)等概念。甘子钊先生在《物理》杂志纪念黄昆先生90诞辰特刊发表的一篇综述文章生动而清晰地介绍了极化激元研究的这段历史^[3]。自1992年对微腔极化激元的首次实验观测算起^[4],迄今已有30年。这期间微腔极化激元的研究发现了极为丰富的新物理机制及潜在应用,对多个学科领域产生了积极的影响。本文将聚焦于微腔极化激元在最近30年的研究进展,以期对微腔激子极化激元感兴趣的读者提供一个全面、清晰、易读的文献资料。

2 什么是微腔激子极化激元

介绍微腔激子极化激元之前,先要对激子和微腔有所了解。激子是晶体材料中的一种元激发,是由一对电子和空穴通过库仑作用结合而成的类

氢原子结构的准粒子,具有相应的玻尔半径 a_b^* 和结合能 E_b^n (n 为能级量子数)。 a_b^* 远大于原子间距的称为莫特—瓦尼尔(Mott—Wannier)激子,主要存在于常见的无机半导体材料中; a_b^* 小、束缚在晶体原胞内部的称为弗仑克尔(Frenkel)激子,主要存在于绝缘体和有机半导体中。这两种类型激子的物理特性由库仑屏蔽效应的强弱决定。两种激子都以极化波的形式在晶体中传播。激发一对自由电子和空穴所需最低能量为晶体禁带宽度 E_g ,两者形成激子释放结合能 E_b^n ,加之激子传播的动能,激子的总能量为

$$E_x(k) = E_g - E_b^n + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}, \quad (1)$$

其中 \hbar 为约化普朗克常数, k 为激子波函数的波矢($\hbar k$ 为动量), M 为激子的有效质量。根据波函数对称性和自旋特征,激子可分为满足光学跃迁选择定则的亮激子和不满足选择定则的暗激子。暗激子不直接与光子相互作用,但可通过双光子吸收等过程激发,或者作为激子池子给亮态激子提供布居数。亮激子可以通过电子—空穴对的复合而湮灭并辐射一个光子,也可通过吸收一个光子产生。一般情况下,亮激子的光学跃迁对应于 $n=1$ 的最低激发态,但也可在特定体系中得到 $n>1$ 的里德伯激子态^[5]。激子与光子的相互作用取决于激子偶极跃迁的矩阵元,用振子强度来表征。振子强度通常与产生激子的晶体材料和结构有关,在所处环境的光子态密度一定的情况下,振子强度大的激子具有更快地吸收和辐射光子的速率。由于存在碰撞、与声子和晶格缺陷等的相互作用,激子具有有限的相干性,产生一定的线宽 γ_x 。其中声子引起的谱线展宽与环境温度正相关,因而激子往往仅在低温下表现出类氢原子的精细谱线特征。当环境温度 T 对应的热激发能 $k_B T$ (k_B 为玻尔兹曼常数)大于 E_b 时,激子被解离。激子由两个费米子构成,属于玻色子。当晶体中激子浓度很高,相邻激子的距离接近 a_b^* 时,激子中电子—空穴对的库仑相互作用被邻近的载流子所屏蔽,激子不复存在,系统过渡到电子—空穴等离子体态,成为费米子体系。这个浓度阈值通常被称为莫特浓度。

光学微腔是能够把光子约束在波长尺度的光学谐振腔,包括法布里—珀罗(FP)微腔、光子晶体微腔、回音壁微腔等多种形式,在光子芯片、传感、量子信息等领域具有广泛的应用。FP微腔的结构如图1(a)所示,两面腔镜由高反射率的分布布拉格反射镜(distributed Bragg reflector, DBR)构成,两个布拉格反射镜间距在光的波长量级,之间填充着具有亮激子态的半导体发光增益介质。处于微腔模式的光子在垂直于腔面的方向上谐振并形成频率固定的驻波,在平行于腔面的方向上可以自由运动,成为二维光子气体,其能量表示为

$$E_c(k_{\parallel}) = E_{c0} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_c^*}, \quad (2)$$

其中 k_{\parallel} 是平行腔面方向的波矢, m_c^* 和 E_{c0} 分别是二维光子的有效静质量和 $k_{\parallel} = 0$ 时的能量,由微腔的谐振条件决定。虽然自由空间光子静质量为零且呈现线性 $E-k$ 色散关系,微腔光子作为一个二维体系,却具有有效静质量,呈现抛物线型色散,如图1(c)中虚线C所示。图1(a)中,微腔内以 k_{\parallel} 运动的光子可与腔外一定角度 θ 的自由光子相互转化,因而色散曲线可通过角分辨光谱的方法进行实验表征。微腔中的光子向自由空间耗散使得腔模具有一定的线宽 γ_c 。一般用微腔的品质因子 Q 衡量光子在微腔中的耗散率, $Q = \omega_c/\gamma_c = \omega_c\tau_{ph}$ (ω_c 为光子频率, τ_{ph} 称为光子寿命)。腔模所占的体积称为微腔的模式体积 V_m 。

激子与微腔光子的相互作用可表述为这样的物理图像:量子阱中的激子态被偶极激发后,本应湮灭并产生一个光子,但由于光子被约束在腔内无法完全辐射出去,则同一激子态再次被该光子激发,同一份能量在激子态和光子态之间来回传递,形成一种拉比振荡,直至最终耗散至腔外。这个过程所对应的本征态是激子态与光子态的量子叠加,称为激子极化激元。激子态和光子态是裸态,极化激元态是缀饰态。缀

饰效应使得系统的本征值去简并,产生的能级劈裂称为真空拉比劈裂,对应着拉比振荡的频率。其中“真空”的含义是指激子最低激发态的能级劈裂相当于微腔中的真空场所引起的AC斯塔克效应。激子与微腔耦合的哈密顿量可写成矩阵形式:

$$\mathbf{H}_{EP} = \begin{pmatrix} E_x(k_{\parallel}) & g \\ g & E_c(k_{\parallel}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

矩阵对角元是激子、腔模光子裸态的能量,其色散曲线由公式(1)和(2)表达。由于 $M \gg m_c^*$,可近似认为 E_x 不随 k_{\parallel} 变化,如图1(c)中虚线X所示。只有具有相同 k_{\parallel} 的激子和腔模才可以发生耦合。反对角元 g 是耦合强度,表示为

$$g = \frac{1}{2} \sqrt{f} \int d\mathbf{r} u_c(\mathbf{r}) u_x(\mathbf{r}), \quad (4)$$

其中 f 是激子的振子强度, u_c, u_x 分别是腔模光子和激子的波函数。可见 g 与激子体系的振子强度、激子与腔模空间分布的重合度等相关。哈密顿量 \mathbf{H}_{EP} 的本征值为

$$E_{pol}(k_{\parallel}) = \frac{E_x(k_{\parallel}) + E_c(k_{\parallel})}{2} \pm \frac{\sqrt{(E_x(k_{\parallel}) - E_c(k_{\parallel}))^2 + 4g^2}}{2}. \quad (5)$$

公式(5)取正负号对应着两支极化激元的色散曲线:下极化激元支(lower polariton branch, LPB)

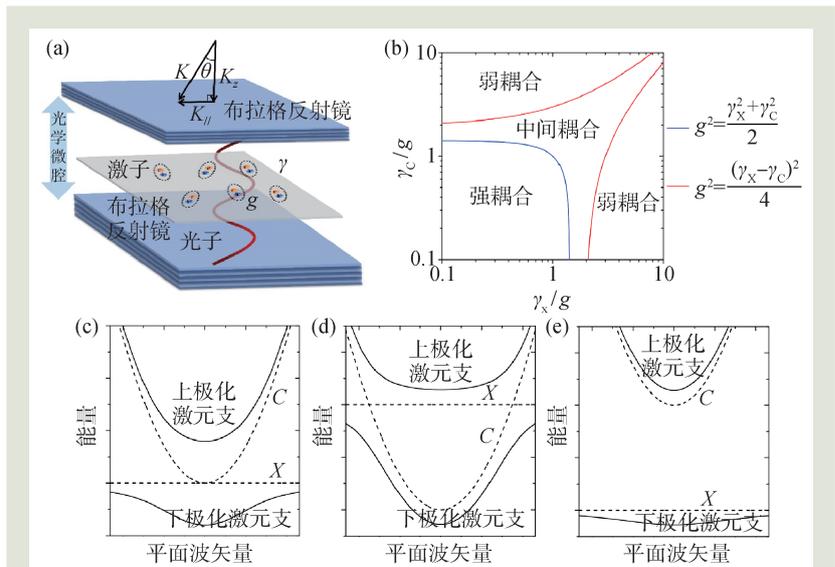


图1 微腔极化激元的形成机理 (a)FP微腔与腔中激子示意图;(b)耦合强度分区^[6];(c)~(e)零、负、正失谐情况下的激子、微腔与极化激元色散曲线^[6]

与上极化激元支(upper polariton branch, UPB), 如图1(c)中实线所示。哈密顿量 H_{EP} 的本征矢即所谓的Hopfield系数^[2], 表征了极化激元中激子和光子成分所占的比例。这个比例取决于裸态光子与激子的能量(频率)之差, 称为失谐(detuning): $\delta = E_c - E_x$ 。零失谐处UPB与LPB的能量(频率)之差即为真空拉比劈裂, 在不考虑耗散的情况下等于 $2g$ 。图1(c)—(e)展示了零、负、正三种失谐的情形(腔模以 $k_{//} = 0$ 为基准)^[6]。极化激元同时具有光子的轻有效质量、强相干性和激子的非线性相互作用(与激子的电偶极矩正相关), 是一种可全光操控的片上光信息载体。

3 强耦合与弱耦合

原则上讲, 亮激子都可与光子相互作用, 因此亮激子本身就是激子极化激元。实际上, 由于微腔的耗散和激子的退相干, 能级的真空拉比劈裂只有当激子—光子耦合强度大于系统的耗散时才能发生。这种条件可表述为一个直观的物理图像: 在激子—光子体系被耗散掉之前, 至少要经历一个周期以上的拉比振荡, 这就要求耦合引起的光谱劈裂($2g$)至少要大于激子和光子的线宽(γ_x 和 γ_c), 否则这种劈裂就不能被观测到。将 γ_x 和 γ_c 引入公式(3)中的矩阵, 分别作为两个对角项的虚部, 则求解本征值后得到的真空拉比劈裂小于 $2g$, 为

$$h\Omega = \sqrt{4g^2 - (\gamma_x - \gamma_c)^2} . \quad (6)$$

然而, 此表达式并不能保证能级劈裂的真实发生, 尤其在 γ_x 和 γ_c 都很大时。Savona等人计算了在吸收谱中观测到的真空拉比劈裂, 得到更为严格的解为^[7]

$$h\Omega_{\text{abs}} = 2 \sqrt{g^2 - \frac{\gamma_x^2 + \gamma_c^2}{2}} . \quad (7)$$

图1(b)展示了由条件(6)和(7)构成的激子—微腔耦合相图。当 $2g^2 > \gamma_x^2 + \gamma_c^2$ 时系统处于强耦合区; 当 $4g^2 < (\gamma_x - \gamma_c)^2$ 时系统处于弱耦合区; 两者之间的情况对应中间耦合区。在弱耦合区, 耦合项可看作微扰项, 不产生新的能级, 激子和光

子耦合的结果是相互改变对方的寿命, 体现为诸如激子自发辐射增强(即Purcell效应)等现象。在强耦合区, 耦合项不能作为微扰处理, 产生极化激元态。在中间耦合区, 可从反射或透射谱中测到劈裂, 但能级并未发生真实的劈裂, 严格来讲仍属于弱耦合区。综上所述, 在耦合强度 g 一定的情况下, 提高激子的相干性和微腔的 Q 值是实现强耦合的实验条件。需要指出的是, 强耦合作用亦可通过经典电磁理论解释: 激子的存在调制了腔内介质的折射率, 导致腔模出现在极化激元能级所对应的位置^[6]。

日本东京大学 Arakawa 团队的 Weisbuch 等人于1992年在铝镓砷(AlGaAs)量子阱微腔中首次观测到激子与微腔光子的强耦合, 打开了微腔极化激元研究领域的大门^[4]。此后, 基于微腔的强耦合现象在一系列材料体系中被陆续观测到, 如碲化镉^[8]、宽禁带无机半导体^[9, 10]、有机半导体^[11]、单分子层材料^[12, 13]、钙钛矿半导体^[14]等, 波长覆盖了从低温到室温、紫外到近红外的广大范围。强耦合的研究还扩展至单激子领域, 通过缩小微腔的模式体积提高耦合强度^[15, 16], 表面等离激元纳腔的应用将模式体积进一步缩小至远小于光波长的尺度, 进一步提高了单激子或少量激子在微腔中的真空拉比劈裂^[17, 18]。

4 极化激元玻色—爱因斯坦凝聚

玻色—爱因斯坦凝聚的概念最早由爱因斯坦基于玻色的一个先期工作发展并提出, 指出无限多的玻色子可以聚集在系统的最低能态。在维度大于2的无相互作用的玻色子体系中, 一定温度下, 当玻色子的密度达到一个临界密度(n_{crit})时, 所有态都被填满, 继续加入系统的玻色子将全部聚集在系统的基态, 形成BEC。或者, 在一定的粒子密度下, 当温度降低到一个临界温度(T_{crit})时, 体系的态数减少至饱和, 继续降温后多余的粒子形成BEC。BEC是一种由同态微观粒子构成的宏观相干态, 可以看做是大量粒子构成的物质波。 n_{crit} 和 T_{crit} 分别随玻色子质量的增加而增加和降低, 即在质量越小的玻色子体系中, 越容易实现

BEC。1995年，Cornell, Wieman和Ketterle通过将稀薄原子蒸汽冷却至约100 nK的温度，首次实验观测到BEC现象，并获得2001年诺贝尔物理学奖。激子具有比原子小得多的有效质量，理论上讲可以在更高的温度下甚至室温实现BEC。然而激子是耗散系统，被激发的亮激子还来不及冷却到晶格的温度就已湮灭并辐射光子，无法达到热平衡，而暗激子则因为不发光而难于探测，激子BEC最终在间接激子体系中得以实现^[19]。

微腔极化激元具有比激子小得多的有效质量，因而有可能在更高的温度下实现BEC。虽然极化激元是一个二维体系，具有无限大的 n_{crit} ，理论上讲不存在BEC现象，但是具有弱的相互作用的二维玻色子体系可以经历KT(Kosterlitz—Thouless)相变，生成一种准长程有序的超流相，可以认为是一种局域的BEC。Thouless、Haldane和Kosterlitz因提出凝聚态物质中的拓扑相变和拓扑相理论获得2016年诺贝尔物理学奖。

微腔极化激元的最低能态是LPB的底部，即对应 $k_{//} = 0$ 处。图2(a)展示了极化激元BEC形成的动力学过程。首先在非共振光激发下，微腔中产生大量的热电子和热空穴，这些热载流子具有很高的动量和温度，与动量、能量高的光学支声子迅速相互作用，能量迅速降低并结合形成热激子。热激子继续冷却，沿LPB曲线弛豫至足够小的动量时，开始与光子耦合。如图2(a)所示，LPB曲线在 $k_{//} = 0$ 周围形成了一个势阱，激子进一步向势阱底的弛豫却大大减慢了。这是因为势阱深一般小于光学支声子的能量，极化激元只能与能量小的声学支光子相互作用，弛豫非常缓慢，同时，随着LPB的光子成分越来越高，极化激元与声子的散射作用也越来越弱，而寿命却越来越

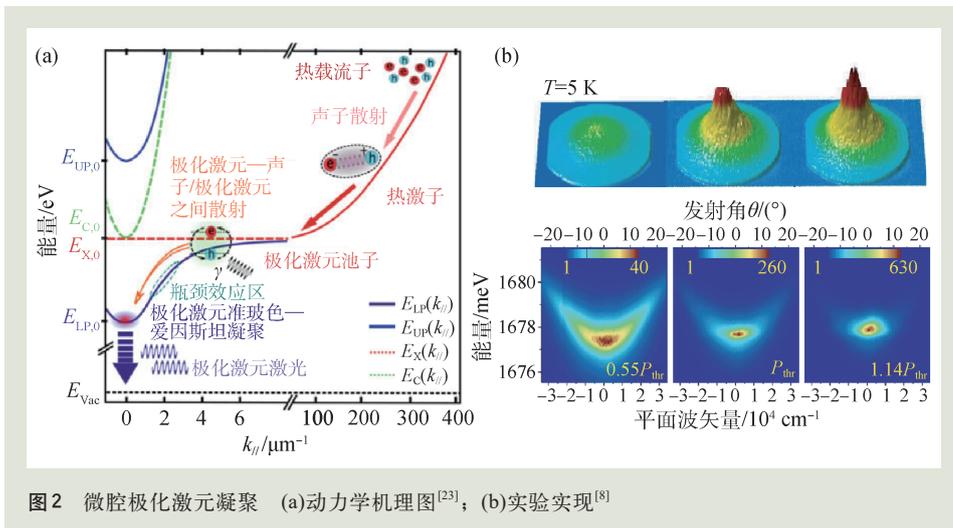


图2 微腔极化激元凝聚 (a)动力学机理图^[23]; (b)实验实现^[8]

短(腔模光子的寿命一般远低于激子的寿命)，尚未弛豫至 $k_{//} = 0$ 处已复合为光子辐射出腔外。因而，大量的激子在势阱的边缘聚集，形成激子池子并复合发光，这种现象被称为瓶颈效应。理论上讲，如果极化激元的寿命足够长，就能够克服瓶颈效应，达到晶格温度下的动态热平衡，实现BEC。在一些特殊的材料或体系中，极化激元也可通过与光学支声子或自由载流子相互作用迅速弛豫。一般情况下，向势阱底的快速弛豫主要靠极化激元之间的非线性散射：两个极化激元通过其激子成分的库仑相互作用发生弹性散射，其中一个被散射到高能态，另一个被散射到 $k_{//} = 0$ 。散射速率可被基态的粒子占据数加快，形成受激散射过程。极化激元在向 $k_{//} = 0$ 弛豫过程中同时经历着复合发光(寿命 τ_{pol})、与声子散射(弛豫时间 $\tau_{pol-lattice}$)和极化激元之间的非线性散射(弛豫时间 $\tau_{pol-pol}$)三个过程。当 $\tau_{pol-pol} < \tau_{pol-lattice} < \tau_{pol}$ 时，极化激元可弛豫至晶格温度，表现出与晶格的热平衡；当 $\tau_{pol-pol} < \tau_{pol} < \tau_{pol-lattice}$ 时，极化激元具有比晶格高的有效温度，表现为极化激元之间的准热平衡；当 $\tau_{pol} < \tau_{pol-pol} < \tau_{pol-lattice}$ 时，极化激元没有可定义的温度，达不到热平衡。严格来讲，只有达到热平衡态的玻色子才可能形成BEC。然而根据领域内普遍认同的说法，只要形成多粒子聚集的宏观相干态，都可称其为极化激元凝聚。凝聚形成后，处于 $k_{//} = 0$ 的同态极化激元可自发辐射出相干光，称为极化激元激光，可看作是一种不

需要布居数反转条件的低阈值激光。与传统激光的阈值条件(受激辐射使得增益大于损耗)不同,极化激元激光的阈值条件为:受激散射过程使得基态的粒子占据数超过1。

1996年, Imamoglu、Yamamoto等提出了极化激元受激散射辐射相干光的机制,即之后所称的极化激元激光(polariton lasing)^[20],并由Dang等于1998年首次实验实现^[21]。2006年, Kasprzak等人在5 K温度下的CdTe微腔中首次报道了极化激元BEC,如图2(b)所示,大量极化激元凝聚在基态,展现出约19 K有效温度的准热平衡态和空间相干性^[8]。同年, Balili等也在5 K温度下在GaAs微腔中通过人工势阱结构实现了BEC^[22]。关于极化激元凝聚更详细的介绍可参看文献[23]。

5 极化激元光流体与量子光学特性

处于BEC状态的粒子可体现出超流体的性质。超流体是黏度为零的物质状态,体现出无摩擦、无散射的流动特征。超流现象最早于1938年在温度低于2.17 K的液氦中发现,并由苏联物理学家朗道做出了理论解释。冷原子系统的BEC实

现后,其超流特性也被多个实验组实验证实。朗道判据给出了小杂质在流体中无摩擦运动的最大速度,等于BEC中的声速 c_s 。BEC是否处于超流态,取决于其流速 v_f 与 c_s 的关系。在 $v_f < c_s$ 的亚声速区, BEC处于超流状态;在 $v_f > c_s$ 的超声速区,超流态不复存在。微腔极化激元BEC的波函数 $\psi(\mathbf{r})$ 满足Gross—Pitaevskii方程:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + V_{\text{res}}(\mathbf{r}) + g_{\text{pol}} |\psi(\mathbf{r})|^2 \right\} \psi(\mathbf{r}) = \mu \psi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

其中 m 为有效质量, μ 为化学势, $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ 、 $V_{\text{res}}(\mathbf{r})$ 和 $g_{\text{pol}} |\psi(\mathbf{r})|^2$ 分别为外势场、激子池子、极化激元相互作用所对应的能量。极化激元间的相互作用是一种克尔非线性作用,当两个极化激元处于相同的圆偏振态时表现为排斥,处于相反的圆偏振态时表现为吸引,且吸引系数远小于排斥系数。因此对于相同的线偏振态和无偏振的一般情况,极化激元间呈现排斥作用,由此产生的能量随粒子数浓度 $|\psi(\mathbf{r})|^2$ 增加而升高,造成光谱线的蓝移。相互作用足够强时,声速 c_s 与 $|\psi(\mathbf{r})|^2$ 正相关。极化激元的超流态由Amo等人最早实现^[24, 25],如图3所示。

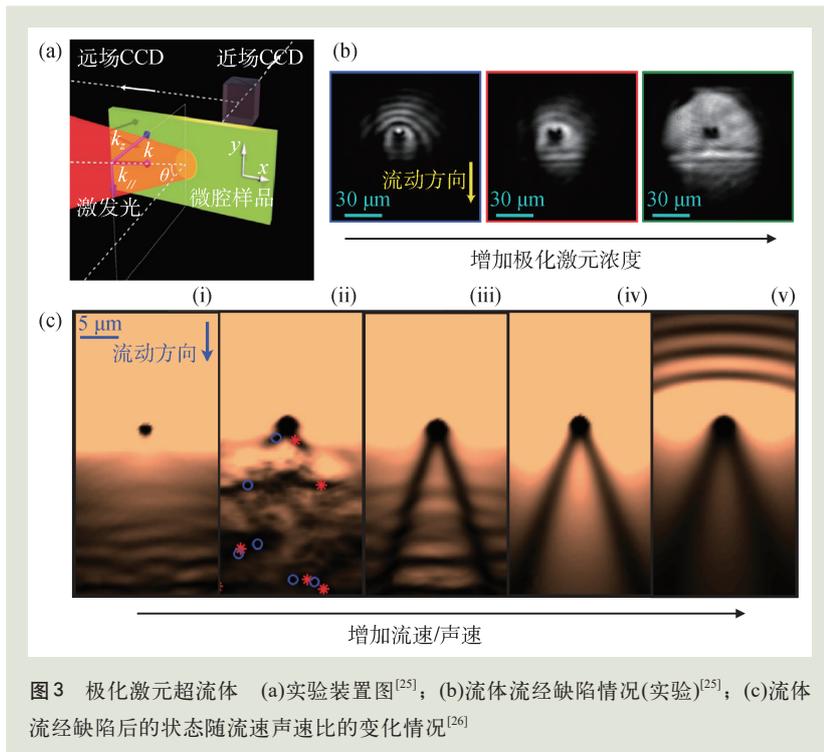


图3 极化激元超流体 (a)实验装置图^[25]; (b)流体流经缺陷情况(实验)^[25]; (c)流体流经缺陷后的状态随流速声速比的变化情况^[26]

通过共振激发从一定角度向腔内注入具有一定速度的极化激元流体,并使其流经微腔中的一个自然缺陷(图3(a))。当不断提高激发功率,粒子数浓度升高时,流体进入亚声速区的超流状态,背向散射形成的波纹消失(图3(b))。Pigeon等进一步研究了极化激元流体流经缺陷后的动力学^[26],如图3(c)所示。在 $v_f \ll c_s$ 时呈现出无摩擦的超流态(图(i)); $v_f > 0.43c_s$ 时流体中开始出现量子化的正反涡旋对(图(ii)); $v_f > c_s$ 时,众多涡旋的旋心连成两支倾斜的暗孤子(图(iv)),同时在 v_f/c_s 较小时仍然发射涡旋(图(iii)),在 v_f/c_s 较大时发射前驱声波(图(v))。这些过程都已被实验验证。

除了通过在一定角度共振激发产生超流和孤子外,非共振激发也可产生极化激元光流体。极化激元BEC的粒子间排斥作用形成势垒,使得BEC获得动量并向周围传播。由于极化激元势垒可通过光泵浦产生,这就为片上(芯片上面)光信息的全光操纵提供了优良平台。Wertz等将腔体加工成条形,并用泵浦光控制极化激元BEC在其中的运动^[27](图4(a)),Tosi等通过构造两相邻的势垒形成抛物线型势阱,生成极化激元谐振子并调控其物性^[28](图4(b))。基于此类非线性相互作用,研究人员相继实现了极化激元片上干涉仪^[29]、光开关(图4(c))和逻辑门^[30, 31]等器件。基于极化激元非线性的物理现象还有极化激元参量振荡、双稳态、亮孤子等等。有关极化激元非线性和光流体的出色工作非常多,由于篇幅所限,无法在此详述,读者可参看文献[32, 33]。

近年来极化激元的量子光学效应得到了关注,其机理是非线性所产生的量子过程。Boulier等观测到极化激元的量子压缩态^[34],Vergèr等提出极化激元量子阻塞的概念^[35]。Cuevas等观测到纠缠光子对与极化激元凝聚的量子相互作用^[36]。量子极化激元正在成为一个快速发展的新领域。

6 极化激元物态调控与室温器件

对极化激元的物态调控可通过外电磁场、光子晶格场、光子自旋场等手段实现。其中外电磁场是真实场,作用于激子成分;光子晶格场和光子自旋场是等效场,作用于光子或激子成分,也可将这些场结合起来进行多场调控。这些调控手段极大地促进了微腔极化激元与原子分子物理、凝聚态物理、拓扑与非厄米物理、量子信息、规范场论、天体物理等多学科的交叉融合。作为上述领域物理过程的一种优良的光学模拟平台,极化激元研究走上了多学科交叉的道路。

外加磁场可用于增强激子的振子强度,产生激子的塞曼效应,打破时间反演对称性,在电泵

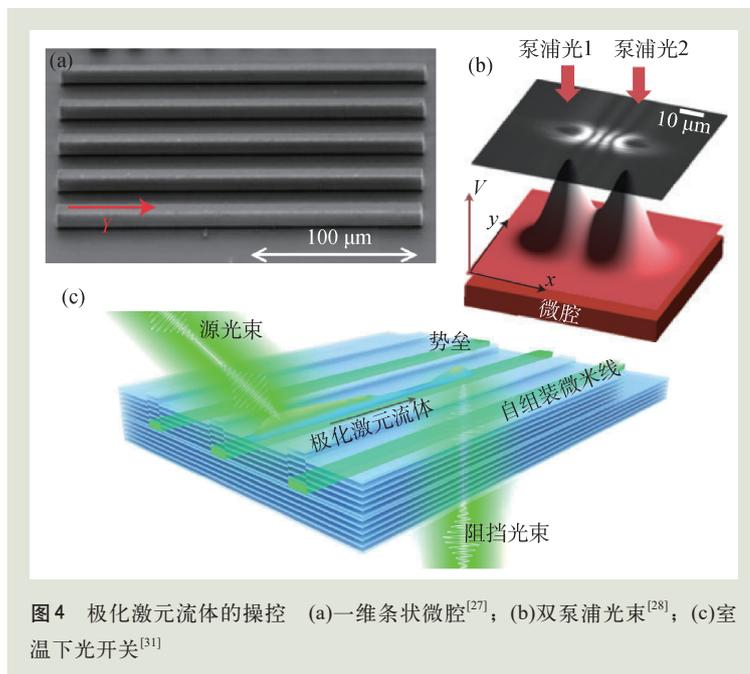


图4 极化激元流体的操控 (a)一维条状微腔^[27]; (b)双泵浦光束^[28]; (c)室温下光开关^[31]

浦极化激元激光^[37]、极化激元非平庸拓扑能带^[38]、实现单激子极化激元^[16]等方面起到重要作用。外加电场可调节载流子浓度、量子阱和量子点中的激子能量等,其应用见于极化激元极化子^[39]等工作。

光子晶格场则是通过在微腔中引入光学尺度的空间周期性结构对极化激元波函数进行调控^[40]。光子晶格的引入可通过结构方法、声学方法、光学方法等。图5(a)–(d)^[41–44]展示了用这三类方法构建光子晶格的实例。结构方法主要是通过改变腔体结构对折射率或腔长进行调节,构造周期性光子势场,常用的手段有沉积金属、刻蚀腔体等。声学方法主要是通过表面超声波调制激子的能量,从而形成周期性势场^[43]。光学方法主要通过极化激元间的相互作用,将泵浦光调制成空间周期性结构,构造周期性势阱,属于全光调控方法^[44]。晶格场调控实现了极化激元体系作为优良量子模拟器的功能,其应用涉及光子拓扑物态、非厄米体系、凝聚态过程量子模拟等多个领域,相关成果可见更为详细的综述论文[40]。

光子自旋场源于运动中微腔光子的自旋自由度与腔体的相互作用。2005年,Kavokin等提出微腔中的TE–TM偏振劈裂对微腔光子自旋态(偏振态)的作用相当于一个等效的规范电磁场(图5

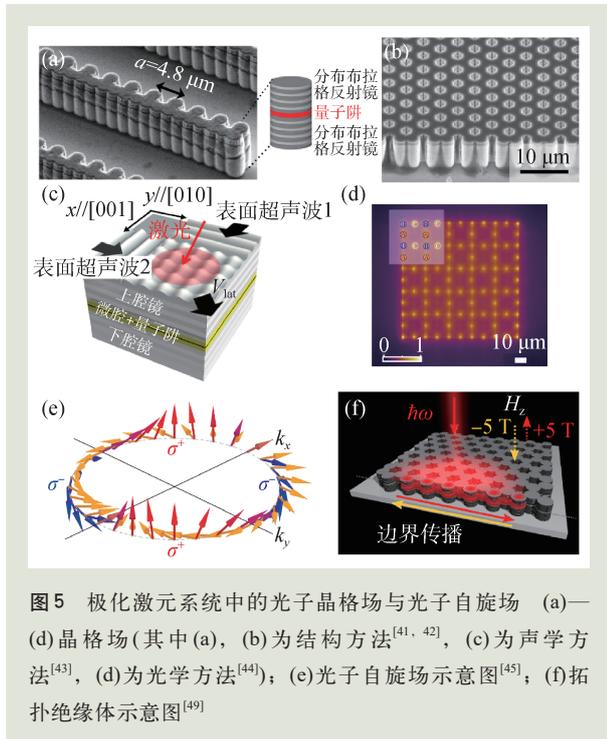


图5 极化激元系统中的光子晶格场与光子自旋场 (a)–(d)晶格场(其中(a), (b)为结构方法^[41, 42], (c)为声学方法^[43], (d)为光学方法^[44]); (e)光子自旋场示意图^[45]; (f)拓扑绝缘体示意图^[49]

(e)^[45], 引发微腔光子的自旋轨道耦合^[46], 2006年实验观测到其预言的光子自旋霍尔效应^[45], 开创了微腔自旋光子学的新方向。随后基于此类光子规范场, 先后观测到了半暗孤子^[47]、自旋涡旋态^[48]等现象。近年来, 各向异性光学材料和激子材料与微腔的结合使得光子自旋场的形式更为丰富, 超出了TE—TM场的范围, 若干研究团队发展出同时利用外电磁场、晶格场、自旋场的多场调控手段, 展开了拓扑极化激元的研究, 如极化激元拓扑绝缘体(图5(f))^[49]、非平庸拓扑能带与能谷效应^[38, 50]等。

迄今为止, 有关微腔极化激元物理原理和原型器件的前沿成果多基于砷化镓、碲化镉等材料。此类材料虽然有成熟的生长和微腔加工工艺, 但其激子结合能较小, 通常只能工作在液氦温度。然而, 通过选取高激子结合能、高振子强度、高莫特密度的材料体系, 改进这些材料的生长品质及微腔加工工艺, 则可实现室温下的强耦合与极化激元凝聚, 作为实用化极化激元器件的基础平台。这类材料包括氮化镓体系^[9]、氧化锌体系^[51, 52]、有机半导体^[53]、钙钛矿半导体^[54]、二维材料^[55]等。尤其是随着高质量钙钛矿微腔在室温下

的广泛应用, 使得室温下的极化激元物理原理及原型器件研究成为可能。例如, 近年来熊启华团队实现了长相干性的极化激元光流体^[56]、全光开关器件^[31]、强晶格势场耦合^[57]、拓扑保护的边缘态偏振调控^[58]等。

7 总结与展望

三十年来, 微腔极化激元经历了从体系的实现、到单一领域研究、再到多学科交叉研究的演进, 取得了意义非凡的成果, 本文未能尽含, 读者可参阅更详细的书籍[23, 59]。未来的极化激元研究将沿着新材料、新腔体、新物理、新应用的方向发展。新的激子材料将允许在室温下实现过去在低温下才能工作的物理效应和器件, 实现超低阈值BEC、新类型的等效规范场、新的通过与光子耦合的方法调控材料特性的手段等。新的腔体, 如开放式微腔^[60]等, 将有利于对加工和集成难度大的激子材料的应用, 尤其是把纳腔嵌入微腔的方法, 可提高 Q/V , 抑制纳腔的吸收耗散, 实现更有实用价值的单激子极化激元系统。新的物理将更为深入的涉及凝聚态物理、拓扑学、量子力学、规范场论、宇宙学等, 使得微腔极化激元成为一种极具价值且灵活多用的片上量子模拟平台。新的应用则包括基于极化激元的实用化的片上光学原型器件与光量子器件, 尤其是可以在室温工作的微腔体系^[14]。以上四者将形成相互支撑、相互促进的有机整体, 未来的极化激元研究将进一步向跨领域、多学科、多元化的方向发展。

参考文献

- [1] Huang K. *Nature*, 1951, 167: 779
- [2] Hopfield J J. *Phys. Rev.*, 1958, 112: 1555
- [3] 甘子钊. *物理*, 2009, 38(8): 581
- [4] Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69: 3314
- [5] Kazimierzczuk T, Frohlich D, Scheel S *et al.* *Nature*, 2014, 514: 343
- [6] Li F. *Fabrication and Characterization of ZnO-based Microcavities Working in the Strong Coupling Regime: Polariton Laser*. In: Ph. D. Thesis. Universit'e Nice Sophia Antipolis, 2013
- [7] Savona V, Andreani L C, Schwendimann P *et al.* *Solid State Commun.*, 1995, 93: 733

- [8] Kasprzak J, Richard M, Kundermann S *et al.* Nature, 2006, 443: 409
- [9] Christopoulos S, von Hagersthal G B, Grundy A J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 126405
- [10] Sun L, Chen Z, Ren Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 156403
- [11] Lidzey D G, Bradley D D C, Skolnick M S *et al.* Nature, 1998, 395: 53
- [12] Liu X, Galfsky T, Sun Z *et al.* Nat. Photon., 2014, 9: 30
- [13] Zhang L, Wu F, Hou S *et al.* Nature, 2021, 591: 61
- [14] Su R, Fieramosca A, Zhang Q *et al.* Nat. Mater., 2021, 20: 1315
- [15] Reinhard A, Volz T, Winger M *et al.* Nat. Photon., 2011, 6: 93
- [16] Qian C, Xie X, Yang J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 122: 087401
- [17] Chikkaraddy R, de Nijs B, Benz F *et al.* Nature, 2016, 535: 127
- [18] Liu R, Zhou Z K, Yu Y C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 118: 237401
- [19] Butov L V, Lai C W, Ivanov A L *et al.* Nature, 2002, 417: 47
- [20] Imamoglu A, Ram R J, Pau S *et al.* Phys. Rev. A, 1996, 53: 4250
- [21] Dang L S, Heger D, André R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 3920
- [22] Balili R, Hartwell V, Snoke D *et al.* Science, 2007, 316: 1007
- [23] Rahimi-Iman A. Polariton Physics: From Dynamic Bose-Einstein Condensates in Strongly-Coupled Light-Matter Systems to Polariton Lasers. Springer, 2020
- [24] Amo A, Sanvitto D, Laussy F P *et al.* Nature, 2009, 457: 291
- [25] Amo A, Lefrère J, Pigeon S *et al.* Nat. Phys., 2009, 5: 805
- [26] Pigeon S, Carusotto I, Ciuti C. Phys. Rev. B, 2011, 83: 144513
- [27] Wertz E, Ferrier L, Solnyshkov D D *et al.* Nat. Phys., 2010, 6: 860
- [28] Tosi G, Christmann G, Berloff N G *et al.* Nat. Phys., 2012, 8: 190
- [29] Sturm C, Tanese D, Nguyen H S *et al.* Nat. Commun., 2014, 5: 3278
- [30] Sanvitto D, Kéna-Cohen S. Nat. Mater., 2016, 15: 1061
- [31] Feng J, Wang J, Fieramosca A *et al.* Sci. Adv., 2021, 7: eabj6627
- [32] Carusotto I, Ciuti C. Rev. Mod. Phys., 2013, 85: 299
- [33] Bramati A, Modugno M. Physics of Quantum Fluids. Springer, 2013
- [34] Boulrier T, Bamba M, Amo A *et al.* Nat. Commun., 2014, 5: 3260
- [35] Verger A, Ciuti C, Carusotto I. Phys. Rev. B, 2006, 73: 193306
- [36] Cuevas A, Lopez Carreno J C, Silva B *et al.* Sci. Adv., 2018, 4: eaao6814
- [37] Schneider C, Rahimi-Iman A, Kim N Y *et al.* Nature, 2013, 497: 348
- [38] Gianfrate A, Bleu O, Dominici L *et al.* Nature, 2020, 578: 381
- [39] Sidler M, Back P, Cotlet O *et al.* Nat. Phys., 2016, 13: 255
- [40] Amo A, Bloch J. Comptes Rendus Physique, 2016, 17: 934
- [41] Baboux F, Ge L, Jacqmin T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 066402
- [42] Whittaker C E, Dowling T, Nalitov A V *et al.* Nat. Photon., 2020, 15: 193
- [43] Cerda-Mendez E A, Sarkar D, Krizhanovskii D N *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 146401
- [44] Alyatkin S, Sigurdsson H, Askitopoulos A *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 5571
- [45] Leyder C, Romanelli M, Karr J P *et al.* Nat. Phys., 2007, 3: 628
- [46] Kavokin A, Malpuech G, Glazov M. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 136601
- [47] Hivet R, Flayac H, Solnyshkov D D *et al.* Nat. Phys., 2012, 8: 724
- [48] Dufferwiel S, Li F, Cancellieri E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 246401
- [49] Klembt S, Harder T H, Egorov O A *et al.* Nature, 2018, 562: 552
- [50] Ren J, Liao Q, Li F *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 689
- [51] Xie W, Dong H, Zhang S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 166401
- [52] Li F, Orosz L, Kamoun O *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 196406
- [53] Kéna-Cohen S, Forrest S R. Nat. Photon., 2010, 4: 371
- [54] Su R, Diederichs C, Wang J *et al.* Nano Lett., 2017, 17: 3982
- [55] Zhao J, Su R, Fieramosca A *et al.* Nano Lett., 2021, 21: 3331
- [56] Su R, Wang J, Zhao J *et al.* Sci. Adv., 2018, 4: eaau0244
- [57] Su R, Ghosh S, Wang J *et al.* Nat. Phys., 2020, 16: 301
- [58] Su R, Ghosh S, Liew T C H *et al.* Sci. Adv., 2021, 7: eabf8049
- [59] Kavokin A V, Baumberg J J, Malpuech G *et al.* Microcavities. Oxford University Press, 2017
- [60] Li F, Li Y, Cai Y *et al.* Adv. Quantum Technol., 2019, 2: 1900060

读者和编者

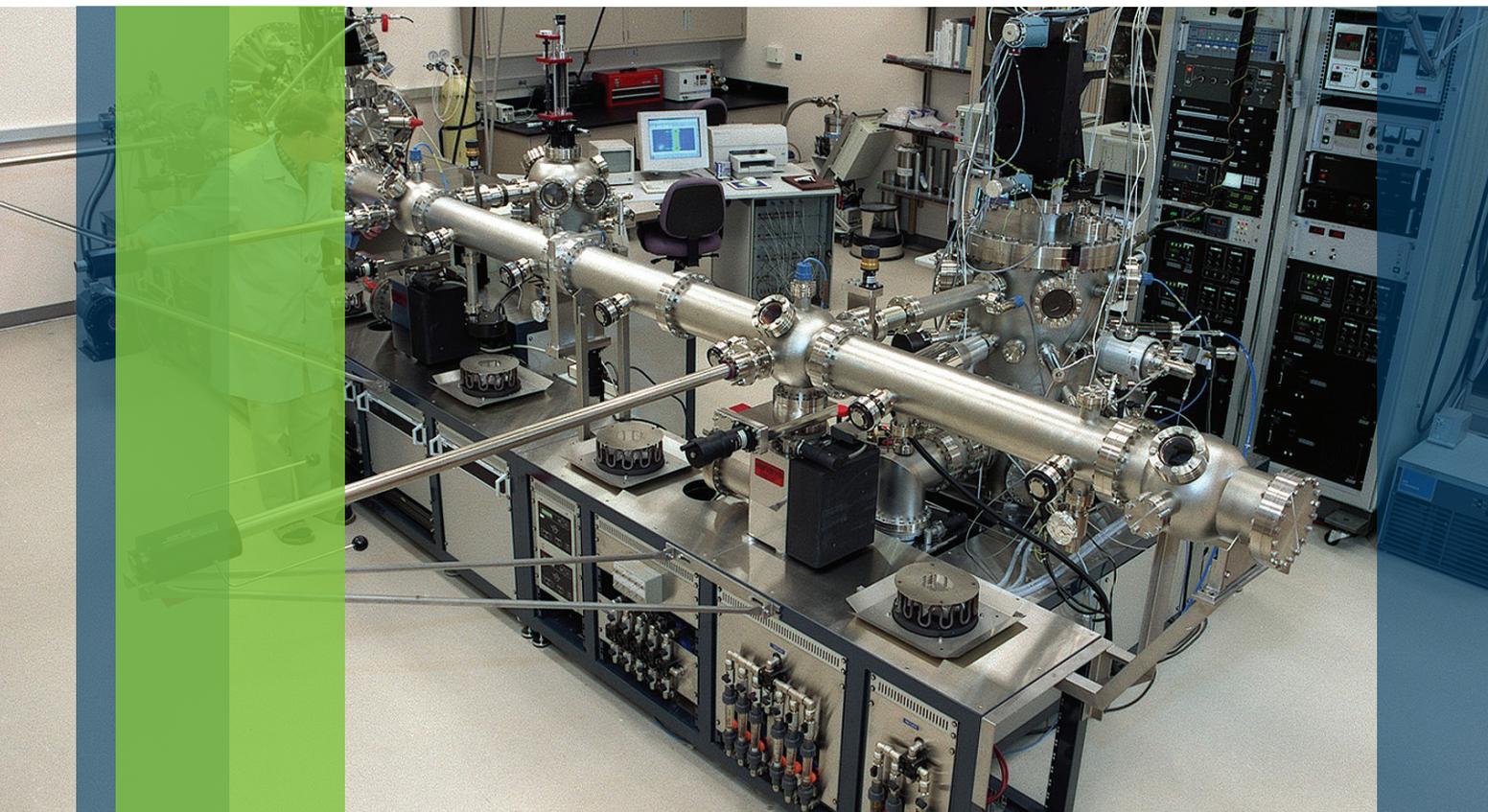
《物理》有奖征集封面素材

为充分体现物理科学的独特之美，本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰，色泽饱满，富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用，均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至：physics@iphy.ac.cn；联系电话：010-82649029。

《物理》编辑部



超高真空真空科研装置完美选择

— 安捷伦离子溅射 + 钛升华复合真空泵

- 双泵组合，节省空间
- 单一抽气接口，安装方便
- 超大抽速，超长寿命
- 封闭抽气，杜绝返流
- 皮实耐用，无惧破空
- 无运动部件，零噪音无振动



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”)。