

γ 射线辐照缺陷对单层 MoS₂ 光谱学性质的调控研究^{*}

何俊材, 李太申, 余泳志, 姜郁飞, 陈强, 潘楠[†]

中国科学技术大学, 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026

收稿日期: 2023-03-09; 接收日期: 2023-03-22

【摘要】 围绕着过渡金属二硫族化合物(简称 TMDs)材料的研究在近十年来一直是相关领域的热点. 本文利用 γ 射线辐照, 在单层 MoS₂ 中引入辐照缺陷, 利用光谱学手段结合原子力显微术研究辐照缺陷对单层 MoS₂ 光谱性质和能谷特性的影响. 结果表明, γ 射线成功地在单层 MoS₂ 中引入了辐照缺陷, 辐照缺陷对其室温拉曼谱和光致发光谱(photoluminescence, 简称 PL)影响较小, 但对其低温 PL 特性有显著影响, 并且缺陷态束缚激子呈现出与自由激子截然不同的谷极化特性; 相较于自由激子, 缺陷态束缚激子的谷极化度对外加磁场的变化更为敏感, 并在面外磁场 > 2 T 时达到饱和, 保持在约 30%.

关键词: 过渡金属二硫族化合物; γ 射线; 缺陷; 光致发光; 谷极化

PACS: 78.55.-m, 68.37.Ps, 61.80.-x

DOI: 10.13380/j.ltpl.2023.01.002

Study on γ -Ray-Irradiated Defect Modulated Spectroscopic Properties of Monolayer MoS₂^{*}

HE Juncai, LI Taishen, SHE Yongzhi, JIANG Yufei, CHEN Qiang, PAN Nan[†]

*University of Science and Technology of China, Hefei National Research Center
for Physical Sciences at the Microscale, Hefei 230026, China*

Received date: 2023-03-09; accepted date: 2023-03-22

【Abstract】 The research on transition metal dichalcogenides (TMDs) has been a hotspot in the related fields in the past decade. In this work, high-energy γ -ray is used to introduce radiated defects into monolayer MoS₂. The effects of irradiated defects on the spectral and valley properties of monolayer MoS₂ are studied by optical spectra combined with atomic force microscopy. The results show that γ -ray successfully introduces irradiated defects into the monolayer MoS₂. These irradiated defects have limited effect on its room-temperature Raman spectrum and photoluminescence (PL) spectrum, but have a significant effect on its low-temperature PL. The defect-bound excitons show a valley polarization much different from the free excitons; compared with the latter, the valley polarization of the defect-bound exciton is more sensitive to the change of external magnetic field, and reaches saturation when the out-of-plane magnetic field is beyond ± 2 T, maintaining a degree of valley polarization of $\sim 30\%$.

Keywords: Transition metal dichalcogenides (TMDs); γ -ray; Defects; Photoluminescence (PL); Valley polarization

PACS: 78.55.-m, 68.37.Ps, 61.80.-x

^{*} 安徽省量子通信与量子计算机重大项目引导性项目(编号:AHY090200)和中国科学院战略性先导科技专项(C类)(编号:XDC07010000)资助的课题.

[†] npan@ustc.edu.cn

DOI: 10.13380/j.ltpl.2023.01.002

Reference method: HE Juncai, LI Taishen, SHE Yongzhi, JIANG Yufei, CHEN Qiang, PAN Nan, Low. Temp. Phys. Lett. **45**, 0013 (2023)

1 引言

二维 TMDs 材料中的缺陷,对其光电性质具有重要影响.通常通过机械剥离法得到的 TMDs 材料的本征缺陷密度较低,缺陷对宏观性质影响不明显,研究中需要人为引入缺陷,以便有效设计和调控二维 TMDs 材料的光电特性.常用的手段是利用热处理,或者利用含能粒子(如光子,等离子体,高能电子, α 粒子)轰击二维 TMDs 材料,在粒子轰击处产生缺陷.相较而言,后一种手段的可控性更强,可以通过选择和调控含能粒子的质量、能量、辐射剂量、作用面积等,控制引入的缺陷的种类、密度等性质.对此前人进行了大量研究,2015 年 Sunyeon Cho 等人利用激光加热,在 MoTe_2 中引入 Te 空位,并实现了 MoTe_2 中 2H 相到 1T 相的相变转化^[1];2016 年,Jaewoo Shim 等人利用氧等离子体轰击,在 ReS_2 中引入 S 空位,提升了器件的开关比和光电响应能力^[2];2017 年,Jianqi Zhu 等人利用氩等离子体轰击,在单层 MoS_2 中引入 S 空位,实现了纳米尺度 2H 相到 1T 相的相变^[3];2017 年 Zhangting Wu 等人利用氩等离子体轰击,实现了单层 WSe_2 的光

谱学性质调控^[4];2020 年 Mashiyat Sumaiya Shawkat 等人利用氩等离子体轰击,在 PtSe_2 中引入 Se 空位,并实现了晶圆尺寸的不同层数的 PtSe_2 中的半导体-金属转变^[5];2020 年 Binjie Huang 等人利用低能氩等离子体轰击,实现了 MoS_2 中 S 空位缺陷密度的大范围调控^[6];2020 年 Mitterreiter Elmar 等人利用氩等离子体轰击,实现了单原子精度的 S 原子刻蚀^[7];2012 年 Hannu-Pekka Komsa 等人利用 80 keV 的高能电子束轰击,在 MoSe_2 中引入了 S 空位,并利用原子级分辨率的透射电镜表征,直接观察到了 S 空位生成的过程^[8]及后续的 S 空位缺陷演化过程^[9];2018 年 Galan Moody 等人利用高能电子束轰击,将 WSe_2 中的缺陷束缚激子的长寿命延长到 1 μs 以上^[10];2018 年 Xiaoxu Zhao 利用高精度电子束轰击,在单层 MoSe_2 上制备出单层 Mo 薄膜^[11];2016 年,Michael G. Stanford 等人利用聚焦氦离子束对少层 WSe_2 制得的 FET 进行直写式 n 型掺杂,制备出面内 WSe_2 同质结,开发了一种较为方便的器件性能调控手段^[12,13].利用含能粒子轰击在二维 TMDs 材料中引入缺陷的手段如表 1 所示:

表 1 利用含能粒子在二维 TMDs 材料中引入缺陷的手段比较

粒子种类	优点	局限性
离子/等离子体	可引入特定的化学过程,高精度可控	容易引入杂质,成本高
高能电子束	不引入杂质,能实时观测,可控性好	必需使用电子显微镜,成本高
高能光子	成本低,均匀性好,不引入杂质	微区聚焦较难实现,可控性较差

本文采用 γ 射线辐照的手段对单层 MoS_2 进行处理,以便引入辐照缺陷,并进行光学和电学性质的研究.

2 实验方法

2.1 样品制备与 γ 射线辐照处理

测试所用的单层 MoS_2 样品,均为机械剥离并基于 PDMS 辅助的干法转移工艺制备获得.

对单层 MoS_2 样品进行辐照处理的 γ 放射源,光子能量特性如图 1(a)所示,主要的两种光子能量为 1.17 MeV 和 1.33 MeV. CAFM 的测试架构如图 1(b)所示.

2.2 测试仪器及条件

原子力显微镜 (AFM) 测试所用仪器为 NT-

MDT 公司 NTEGRA 型原子力显微镜,测试所用 AFM 针尖型号包含 NSG10、CSG10、DEP10,测试条件为大气环境、温度 25 $^{\circ}\text{C}$ 、相对湿度约 40%;室温光谱表征所用仪器为 Reinshaw 公司 Invia 共聚焦拉曼光谱仪,测试条件为 532 nm 激发光、大气环境;低温 PL 表征所用仪器为 Attocube 公司 AttoDRY LAB 低温强磁场系统,测试条件为 4 K 低温、真空环境.

3 测试过程及结果

3.1 导电原子力显微镜 (CAFM) 电学缺陷测试

CAFM 表征的单层 MoS_2 样品分为三种状态,依次为:1. 机械剥离并转移至导电衬底后去胶退火 (410 $^{\circ}\text{C}$ 、4 h、常压、氩气气氛),退火后使用 AFM 针

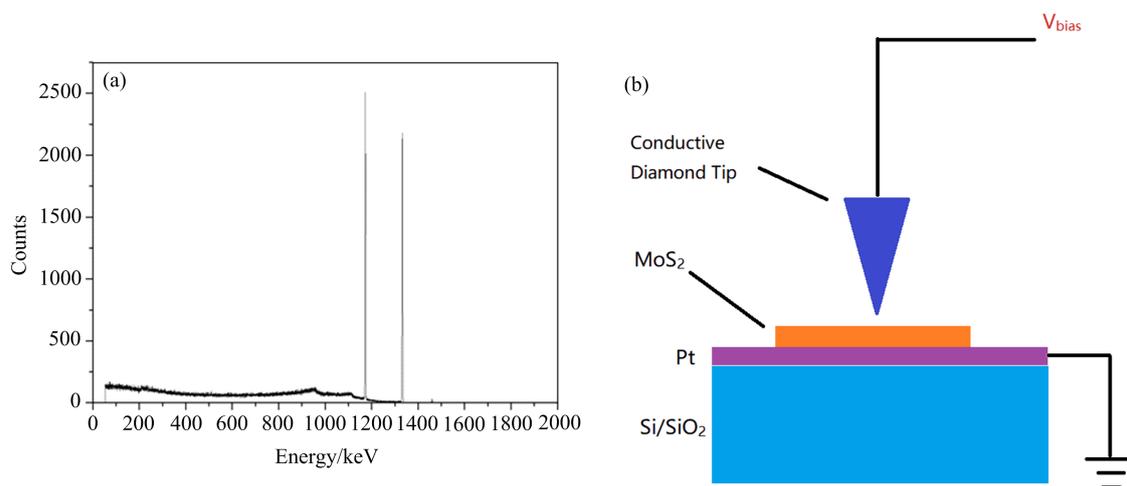


图1 (a) 人造 ^{60}Co 源的光子能量特性;(b) CAFM测试原理图

尖对样品待测区域先压平处理,较大面积扫描区域的压平处理采用 CSG10 针尖,约 100 nN;小面积扫描区域的压平处理采用 NSG10 针尖,100~200 nN;样品未经 γ 射线辐照处理;2. 利用 γ 射线辐照处理;3. 对 γ 射线辐照处理过的样品再进行退火处理(300 $^{\circ}\text{C}$ 、4 h、常压、氩气气氛).

CAFM 测试采用 DEP10 金刚石导电针尖,测试参数保证针尖压力 <80 nN.图 2(a)为典型 MoS_2 样品的光学显微像,绿色虚线部分是其单层区域,红色方框对应于图(b)的扫描范围.图 2(b)为用于定位的单层 MoS_2 样品 AFM-Phase 图,其中 $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ 的浅色正方形区域进行了小范围压平处理,作为 CAFM 的测试区域.图 2(c)为金刚石导电针尖分别接触 Pt 衬底、单层 MoS_2 缺陷处、单层 MoS_2 无导电缺陷区域时,I-V 曲线的对比.可以看到,单层 MoS_2 缺陷处对应的电导显著高于无缺陷的区域.

如图 2(d)~(f)所示,我们利用 CAFM 电流像作为缺陷的探针,对比了在图 2(b)中的 $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ 浅色正方形区域,处在三种不同处理状态的同一单层 MoS_2 样品的导电缺陷的演化.三张图的横向位置误差小于 20 nm.图 2(d)~(f)三张图右侧的明暗衬度标尺,均以 6 nA 的电流大小作为阈值.通过衬度对比可以看出, γ 射线辐照处理后,单层样品的导电缺陷密度显著高于辐照前,说明 γ 射线辐照能够成功地在单层 MoS_2 样品中引入新的导电缺陷.而 γ 射线辐照过的样品再退火处理后,在新产生的辐照缺陷附近,又产生了导电性较先前较弱一些

的缺陷,总体缺陷密度有所提高.

3.2 光谱表征

光学表征所用的单层 MoS_2 样品也同样分为三种状态,依次为:1. 机械剥离后未经 γ 射线辐照处理;2. γ 射线辐照处理后;3. γ 射线辐照处理并退火(300 $^{\circ}\text{C}$ 、4 h、常压、氩气气氛)后;表征中均使用 532 nm 激光在同一样品的同一位置进行激发和光谱收集,以便比较,到样品上的激光光斑直径约 $1\ \mu\text{m}$.

3.3.1 室温光谱表征

如图 3(a)所示,在三个不同处理阶段,同一单层 MoS_2 样品的同一测试位置测得的室温拉曼光谱几乎没有随辐照及退火处理而发生变化, A_{1g} 峰位保持在 $404\ \text{cm}^{-1}$, E_{2g}^1 峰位保持在 $383\ \text{cm}^{-1}$.并且,对大量样品的测试结果表明,上述规律对被测的所有样品具有普遍性.这说明, γ 射线辐照以及后续的退火处理并未显著改变单层 MoS_2 的物质结构和成分等物性.

如图 3(b)所示,在辐照处理前,同一单层 MoS_2 样品的同一测试位置测得的室温 PL 谱中,A 激子峰的峰位总是位于 680 nm;而在辐照处理后,A 激子峰的峰位小幅红移(通常小于 5 nm),红移量与样品接收的辐射剂量呈正相关,并且谱形也显著展宽,低能一侧的光谱成分强度有明显增强;而经过辐照再退火后,先前辐照产生的 A 激子峰的峰位红移、谱形展宽以及低能光谱成分增强等效应均能得到部分恢复,但不能恢复到样品未经辐照前的光谱特性.对大量样品的测试结果表明,A 激子峰的峰位

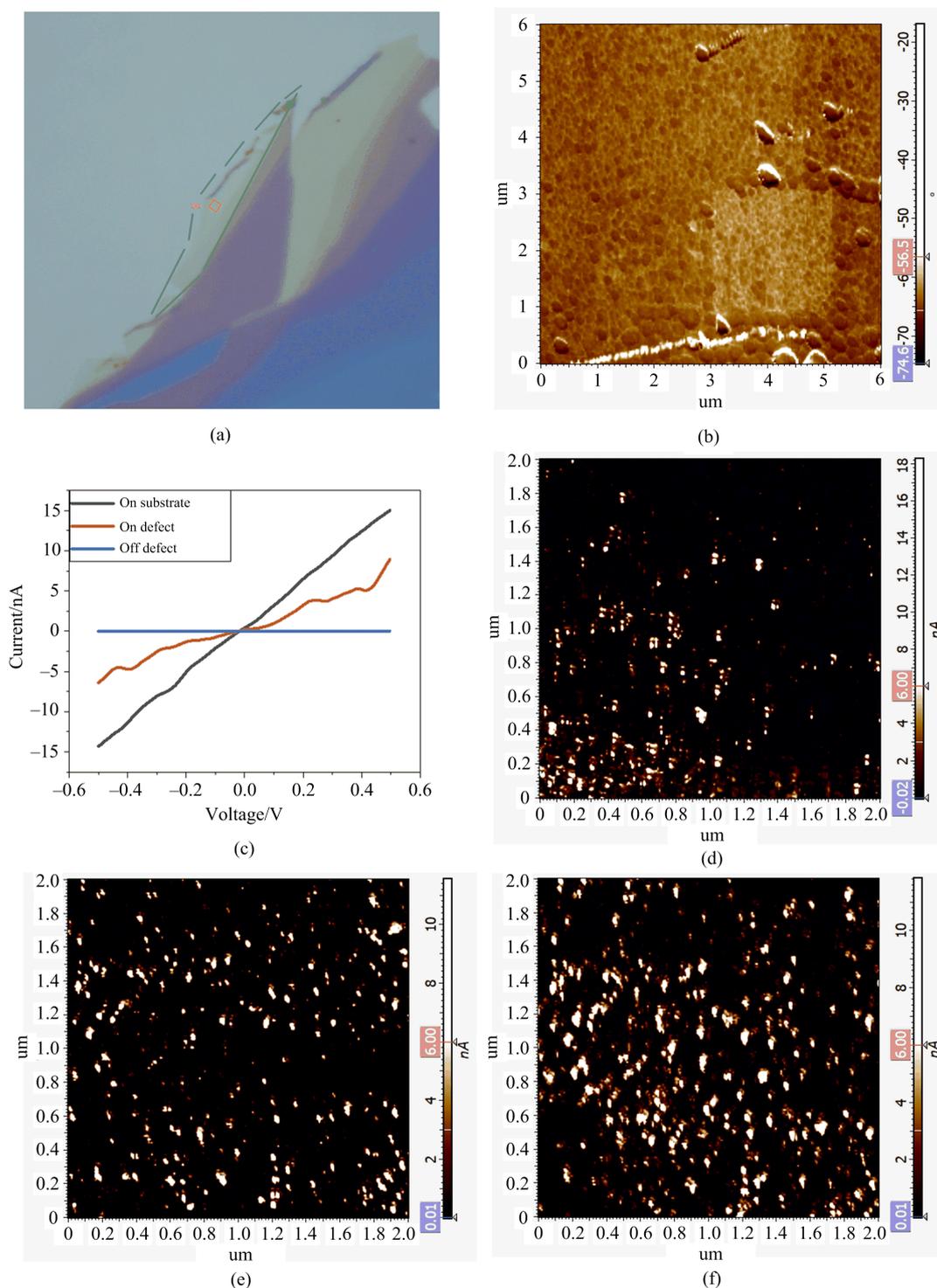


图2 (a) 被测 MoS₂ 样品的光学显微像,绿色虚线部分是单层 MoS₂ 区域,红色方框部分对应图(b)的扫描范围;(b) CAFM 扫描区域对应的 AFM-phase 像;(c) 导电金刚石针尖在不同接触点的 I-V 曲线比较(针尖与衬底短路、针尖在缺陷处、针尖在非缺陷处);(d) 未受 γ 射线辐照处理的单层 MoS₂ 的导电缺陷密度;(e) γ 射线辐照处理后的单层 MoS₂ 的导电缺陷密度;(f) γ 射线辐照又退火处理后的单层 MoS₂ 的导电缺陷密度

和谱形的变化总是遵循上述规律,但 A 激子峰的峰强变化并不遵循特定(比如单调变化)的规律。

我们猜测,A 激子峰的峰位在辐照后的红移、

以及辐照又退火后的“恢复”可能与辐照产生的缺陷对样品提供了载流子有关。一方面,在辐照后形成的导电缺陷有可能导致样品介电环境的轻微变化,但

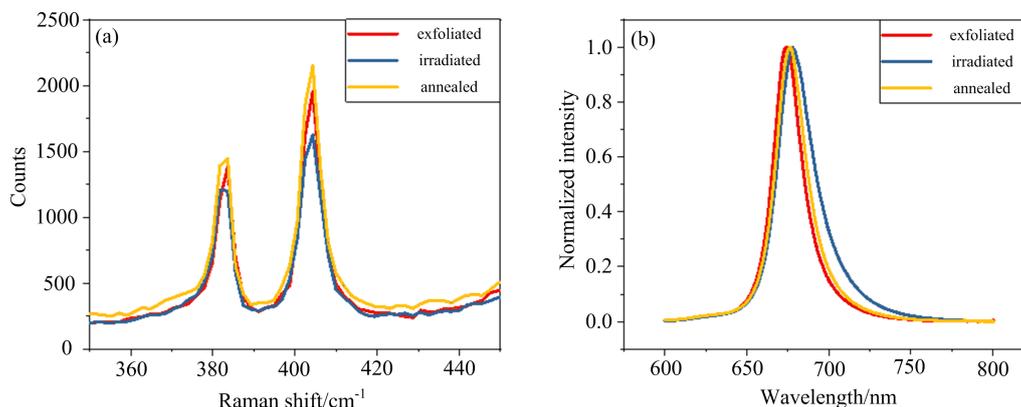


图3 (a) 单层 MoS₂ 室温拉曼光谱对比; (b) 单层 MoS₂ 室温 PL 对比(已归一化)

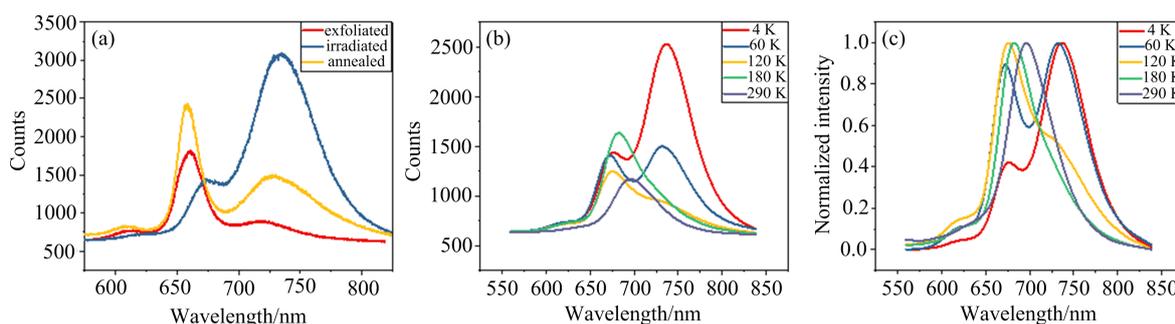


图4 (a) 辐照前后三个处理阶段的单层 MoS₂ 的低温 ($T=4$ K) PL 光谱比较;
(b) 辐照处理后的单层 MoS₂ 的变温 PL 光谱演化 ($4\sim 290$ K); (c) 归一化之后的图 4(b)

这可能不是导致峰位移动的最主要原因. 因为我们看到, A 激子峰谱形在辐照后的展宽具有明显的非对称性, 低能一侧的光谱成分显著增强, 我们拟合发现: A 激子峰的峰位位于 673 nm, 而低能一侧新的光谱成分的峰位为 687 nm, 两者能量差约为 40 meV, (结合后文可知) 这个光谱成分不是缺陷峰, 又由于是在常温下, 也不太可能是束缚激子. 进一步分析还会发现——主峰的(辐照后)红移与(退火处理后)蓝移总是同时伴随着低能光谱成分贡献的增大与减小, 因此我们认为, 这一低能光谱成分应该是带电激子. 首先, 约 40 meV 的能量差正好属于带电激子束缚能的范围; 第二, 低能光谱成分为带电激子, 则其峰强增加恰好反映了由辐照缺陷(部分离化)所提供的载流子浓度增加, 后者导致带电激子的贡献增大进而导致 A 激子峰整体上的表现红移, 而辐照处理又退火后可能会使带电激子光谱成分强度降低, A 激子峰的峰位“部分恢复”; 第三, 后文中在低温 PL 谱中也发现带电激子的迹象, 这也能作为另一个证据. 但由于常温大气下 CAFM 测量的背

底噪音较大, 使得通过 CAFM 直接推导出载流子浓度有一定困难, 未来进一步的研究可能需要通过门电压调控的 PL 谱结合电学场效应测量来给出定量的分析.

3.3.2 低温 PL 表征

辐照前后三个处理阶段的单层 MoS₂ 的低温 ($T=4$ K) PL 光谱比较以及辐照后样品的变温 ($4\sim 290$ K) PL 测试结果如图 4 所示, 激发光波长均为 445 nm.

从图 4(b) 和 (c) 可以看出, 在低温下, 中心波长在 730 nm 附近的宽谱荧光峰在辐照后显著增强、对整条光谱的贡献占据主导地位. 该波长与中性激子的能量差远超过单层 MoS₂ 材料带电激子的束缚能, 考虑到辐照后样品的缺陷密度显著增加, 我们将此宽峰归结为被缺陷态束缚的激子发光——激子被束缚在由缺陷态产生的局域势阱里并发生辐射复合. 这一缺陷态束缚激子发光的峰位随温度升高明显蓝移, 而峰强则随温度升高显著减弱, 在(近)室温下对光谱几乎无贡献. 而与此截然不同

nm 处的 A 激子峰峰位随温度升高逐渐红移, 这和其它研究发现的带隙随温度升高(晶格膨胀)而减小的规律一致; 其相对强度随温度升高逐渐增强, 从而在(接近)室温时成为光谱的主导成分.

这一过程可以定性理解如下: 在低温下, PL 光谱的主导成分是缺陷态束缚激子发光, 且呈现出较宽的能量分布, 这说明缺陷态的密度很高、种类也很丰富; 此时由缺陷态产生的势阱的形状和分布远不像摩尔(moiré)周期势那么规则, 可能存在多个能量极小值点, 通过不同的极小值点辐射复合对应的光子能量不同. 随温度升高, 缺陷态束缚激子从势阱中能量更低的极小值点被热激活跳跃到能量更高的极

小值点再发生辐射符合的几率增大(因此观察到峰位随温度升高蓝移), 甚至有机会从陷阱中逃逸形成自由激子. 温度越高, 上述热激活跳跃过程越容易发生, 缺陷态束缚激子发光整体受到抑制, 而自由激子——包括中性激子和激子复合物——的发光成为荧光的主要来源, 对应于 PL 谱中 730 nm 处宽峰的相对强度随温度升高而逐渐减弱, 至室温几乎消失; 而 660 nm 处的 A 激子峰的相对强度随温度升高逐渐增强. 这一结果也印证了辐照处理后的低温 PL 光谱中新增的宽峰确实是由缺陷(形成势阱从而束缚激子)导致的.

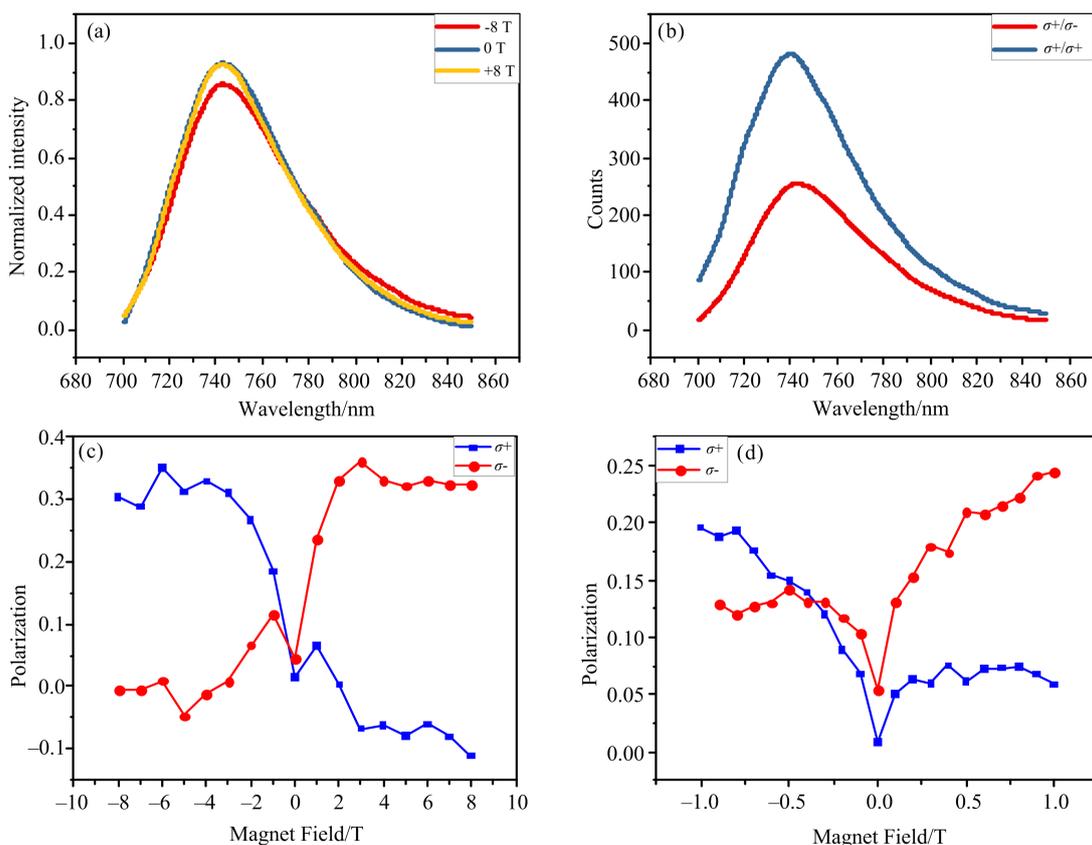


图 5 (a)外加 \perp 磁场为-8 T、0 T、+8 T时,缺陷态束缚激子峰的峰位对比,光谱已归一化;(b)外加 \perp 磁场为-8 T时,辐照后的单层 MoS₂ 在 4 K、 σ^+ 圆偏光近共振激发的条件下,缺陷态束缚激子发光的 σ^+/σ^- 圆偏振选择收集的 PL 谱对比;(c)大磁场和(d)小磁场范围,缺陷态束缚激子发光的圆偏振度随外加 \perp 磁场的响应变化,磁感应强度的变化方向为+8 T \rightarrow -8 T

作为典型的谷电子学材料, TMDs 的自由激子发光具有能谷-自旋-发射光子圆偏振性相互锁定的特性(能谷光学选择定则), 因此, 研究辐照缺陷态束缚激子的能谷效应也十分必要. 如图 5 所示, 我们以 σ^+/σ^+ 代表左旋光激发/左旋光收集, σ^+/σ^- 代表

左旋光激发/右旋光收集, 图 5(a)~(d) 的数据均在低温(4 K)下、690 nm 圆偏振分辨的近共振激发条件下测得. 图 5(a) 为外加 \perp 磁场为-8 T、0 T、和+8 T 时, 归一化后的缺陷态束缚激子 PL 光谱对比, 这一结果表明, 在 ± 8 T 的磁场变化范围内, 体系中

并未观察到显著的能谷塞曼效应,缺陷态束缚激子发光的峰位几乎完全重叠.图 5(b)是当外加 \perp 磁场为 -8 T 时,辐照后的单层 MoS_2 样品在低温(4 K)和 $\sigma+$ 圆偏光近共振激发的条件下,缺陷态束缚激子发光的 $\sigma+$ 和 $\sigma-$ 圆偏振收集的 PL 光谱对比,从中可以观察到缺陷态束缚激子发光强度的显著差异.由于束缚激子的缺陷态种类远不只一种(宽谱特性),我们以缺陷态束缚激子发光的积分强度来计算圆偏振度,即缺陷态束缚激子的谷极化率 η .通过圆偏振分辨 PL 表征推导谷极化率的表达式为:

$$\eta = \frac{I_{\text{能谷内}} - I_{\text{谷间散射}}}{I_{\text{能谷内}} + I_{\text{谷间散射}}}$$

根据上式,单层 MoS_2 样品的缺陷态束缚激子在低温和 690 nm 近共振激发的条件下, η 随外磁场变化的响应关系如图 5(c)、(d)所示.对比文献[14]中单层 WSe_2 的中性激子和带电激子的谷极化率随外磁场的响应曲线,很明显在 $\pm 8\text{ T}$ 的较大磁场变化范围内,缺陷态束缚激子的谷极化率对外磁场的响应特性粗略地类似于中性激子,但具有显著的大磁场饱和的特点;而在施加 $\pm 1\text{ T}$ 的小磁场变化时,缺陷态束缚激子的谷极化率响应特性则更像带电激子.因此我们猜测,样品中被缺陷态束缚的激子既含有中性激子也包含带电激子,故其谷极化行为亦具有中性和带电激子的双重特性,可以通过磁场大小一定程度地“切换”.

值得注意的是,零磁场下,缺陷态束缚激子的圆偏振度接近于零(谷退极化效应显著);而随着磁场从 0 增加到 $\pm 2\text{ T}$,谷极化率迅速增大到 $\sim 30\%$ 并逐渐饱和.文献给出的自由激子谷极化率虽然也具有显著的磁场响应,但其谷极化方向始终一致,并没有发生极化反转;而缺陷态束缚激子的谷极化率在施加的磁场范围内已经出现了极化方向反转的迹象,这就有望实现谷极化率在正负区间的更大范围调

控.如果定义谷极化率的磁场变化率为 $\Delta\eta/\Delta B$,则会发现在小磁场下,缺陷态束缚激子的谷极化率磁场变化率高达 0.15 T^{-1} ,远高于文献中给出的中性和带电两种自由激子的相应数值,这说明外磁场对缺陷态束缚激子的调控更加敏感高效.上述两个特点对设计和构建更接近实用的谷电子学光、电器件都是有益的.

4 结 论

本文利用 γ 射线辐照处理,在单层 MoS_2 中引入辐照缺陷,通过导电原子力显微镜、室温/低温光谱表征对样品的性质变化进行了系统的研究.结果表明, γ 射线辐照成功地在单层 MoS_2 中引入了丰富的缺陷态.室温拉曼光谱的结果说明,引入的辐照缺陷对于单层 MoS_2 的晶格结构和成分几乎无影响.样品在辐照处理后的室温 PL 光谱中,A 激子峰的低能一侧发生显著展宽,导致整体峰位的小幅度红移,红移量与辐射剂量呈正相关,这一表观红移能够通过后续退火处理得以部分恢复.样品在辐照处理后的低温 PL 光谱结果表明,室温 PL 谱形展宽和表观红移,是由于 γ 射线辐照引入的缺陷态束缚激子发光增强,而后续退火处理后缺陷态束缚激子发光显著减弱(对应于室温 PL 光谱的部分恢复),但仍强于未辐照前.低温、圆偏振分辨的近共振激发 PL 光谱结果表明,外加 \perp 磁场对缺陷态束缚激子发光的谷极化率具有非常显著的调控作用,谷极化率对磁场的响应规律具有中性激子和带电激子的双重特性,并且具有对小磁场敏感、大磁场饱和、谷极化方向在正负区间可调的特点和潜在优势.综上, γ 射线辐照引入缺陷是对单层 MoS_2 的光学和电学性质加以调控的一种廉价而高效的手段.而且,通过后续退火处理,这种调控在一定程度上是可逆的.

参 考 文 献

- [1] S. Cho, S. Kim, J. H. Kim, J. Zhao, J. Seok, D.-H. Keum, J. Baik, D. H. Choe, K. J. Chang, K. Suenaga, S. W. Kim, Y. H. Lee, H. Yang, *Science*, **349** (2015), 625
- [2] J. Shim, A. Oh, D.-H. Kang, S. Oh, S. K. Jang, J. Jeon, M. H. Jeon, M. Kim, C. Choi, J. Lee, S. Lee, G. Y. Yeom, Y. J. Song, J.-H. Park, *Adv. Mater.*, **28** (2016), 6985
- [3] J. Zhu, Z. Wang, H. Yu, N. Li, J. Zhang, J.-L. Meng, M.-Z. Liao, J. Zhao, X. Lu, L.-J. Du, R. Yang, D. Shi, Y. Jiang, G.-Y. Zhang, *J. Am. Chem. Soc.*, **139** (2017), 10216
- [4] Z. Wu, W. Zhao, J. Jiang, T. Zheng, Y. You, J. Lu, Z.

- Ni, *J. Phys. Chem. C*, **121** (2017), 12294
- [5] M. S. Shawkat, J. Gil, S. S. Han, T.-J. Ko, M. Wang, D. Dev, J. Kwon, G.-H. Lee, K. H. Oh, H.-S. Chung, T. Roy, Y. J. Jung, Y. Jung, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **12** (2020), 14341
- [6] B. Huang, F. Tian, Y. Shen, M. Zheng, Y. Zhao, J. Wu, Y. Liu, S. J. Pennycook, J. T. L. Thong, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **11** (2019), 24404
- [7] E. Mitterreiter, B. Schuler, K. A. Cochrane, U. Wurstbauer, A. Weber-Bargioni, C. Kastl, A. W. Holleitner, *Nano Lett.*, **20** (2020), 4437
- [8] H.-P. Komsa, J. Kotakoski, S. Kurasch, O. Lehtinen, U. Kaiser, A. V. Krasheninnikov, *Phys. Rev. Lett.*, **109** (2012), 035503
- [9] H.-P. Komsa, S. Kurasch, O. Lehtinen, U. Kaiser, A. V. Krasheninnikov, *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.*, **88** (2013), 035301
- [10] G. Moody, K. Tran, X. Lu, T. Autry, J. M. Fraser, R. P. Mirin, L. Yang, X. Li, K. L. Silverman, *Phys. Rev. Lett.*, **121** (2018), 057403
- [11] X. Zhao, J. Dan, J. Chen, Z. Ding, W. Zhou, K.-Ping Loh, S. J. Pennycook, *Adv. Mater.*, **30** (2018), 1707281
- [12] M. G. Stanford, P. R. Pudasaini, A. Belianinov, N. Cross, J. H. Noh, M. R. Koehler, D. G. Mandrus, G. Duscher, A. J. Rondinone, I. N. Ivanov, T. Z. Ward, P. D. Rack, *Sci. Rep.*, **6** (2016), 27276
- [13] Q. Liang, Q. Zhang, X. Zhao, M. Liu, A. T. S. Wee, *ACS Nano*, **15** (2021), 2165
- [14] G. Aivazian, Z. Gong, A. M. Jones, R.-L. Chu, J. Yan, D. G. Mandrus, C. Zhang, D. Cobden, W. Yao, X. Xu, *Nat. Phys.*, **11** (2015), 148