

封面文章

EuS/InAs/GaInSb 异质结构中 磁近邻效应的输运证据*

贾佩哲 张文锋 杜瑞瑞†

(北京大学物理学院, 量子材料科学中心, 北京 100871)

(2025 年 10 月 26 日收到; 2025 年 11 月 17 日收到修改稿)

拓扑材料近年来得到了飞速的发展, 利用铁磁材料对其实现磁近邻效应作为通向拓扑量子计算道路中的重要一环, 始终吸引着凝聚态物理学界的关注. 本文利用电子束蒸镀技术, 在二维拓扑绝缘体 InAs/GaInSb 双量子阱表面生长铁磁绝缘体硫化铕 (EuS), 构建铁磁绝缘体/二维拓扑绝缘体 (EuS/InAs/GaInSb) 异质结构并制备霍尔器件, 随后在低温下进行了系统的输运测量. 实验结果表明, 随着 InAs 中电子波函数的空间分布趋近 EuS, EuS 对其磁近邻效应逐渐增强. 具体表现为霍尔器件在垂直磁场下奇宇称磁阻的斜率逐渐增大, 零场附近的正磁阻会向负磁阻转变, 同时, 平行磁场下的负磁阻效应亦会随之变强. 结合电阻-温度曲线在低温段 (低于 20 K) 符合近藤效应的电阻上升行为, 本文分析并得出 InAs 中电子气在磁场下的负磁阻可以解释为由近藤效应而引起的结论. 综合实验数据和分析结果, 本文给出了 InAs/GaInSb 中电子被 EuS 磁近邻的输运证据.

关键词: 铁磁绝缘体/半导体异质结, 拓扑绝缘体, 磁电阻效应, 自旋电子学**DOI:** 10.7498/aps.75.20251460**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251460

1 引言

铁磁材料与拓扑材料或超导体间的磁近邻效应, 因其在自旋电子学器件^[1-5]与拓扑量子计算^[6-9]领域的潜在应用价值, 近年来受到凝聚态物理学界的广泛关注. 硫化铕 (EuS) 凭借其 16.4 K^[10]居里温度以及低温下的绝缘体性质^[11], 成为低温环境下通过输运手段研究其与拓扑材料和超导体磁近邻效应的理想材料. 从 20 世纪 90 年代开始, 学界就应对 EuS 与超导体之间的近邻效应进行研究. Hao 等^[12]利用 Au/EuS/Al 异质结构, 研究 EuS 与 Al 之间由于交换相互作用导致的准粒子态密度劈裂现象, 并最终确定在 Al 中近邻出的等效磁场

高达 3 T. Li 等^[13]通过研究低温下 EuS/Al/EuS 三明治结构的输运性质, 发现通过控制界面的磁近邻强度可以控制 Al 在超导态与正常态之间进行转换, 进而产生显著的磁阻效应. 这一现象后续在 EuS/Ta 异质结中亦得到验证^[14].

近年来, 随着拓扑材料的兴起与发展, 将 EuS 与拓扑材料进行磁近邻并进一步与超导体结合, 成为该领域的另一研究热点. 例如, Katmis 等^[15]利用中子散射观测到, 在 Bi₂Se₃/EuS 异质结中, EuS 可在其近表面约 2 nm 厚度内诱导出铁磁近邻效应, 且该近邻效应在室温下仍然存在. Liu 等^[16]在 InAs 纳米线侧壁外延生长 EuS 和 Al, 发现其隧穿谱随着扫描磁场具有磁滞行为, 为该复合结构中存在磁近邻效应提供了实验证据. Vaitiekėnas 等^[17]

* 中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB28000000)、“量子通信与量子计算机”国家科技重大专项 (批准号: 2021ZD0302600) 和国家重点研发计划 (批准号: 2024YFA1409002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rrd@pku.edu.cn

利用类似的样品结构进一步研究发现, EuS 和 Al 存在重叠区域时, 可在近邻处的超导能隙内测到零偏压电导峰; 而当 EuS 和 Al 无重叠、只与 InAs 接触时, 零偏压电导峰消失. 针对以上实验结果, 部分理论计算表明需要 EuS 同时对 Al 和 InAs 纳米线有一定强度的磁近邻才能诱导出拓扑物态^[18-20], 但也有实验与计算表明 EuS 对 InAs 的近邻很弱^[21,22]. 所以 EuS 对 InAs 的近邻强度如何暂无定论. 基于上述背景, 本实验在 InAs/GaInSb 双量子阱表面利用电子束蒸镀沉积 EuS, 并系统研究其在低温下的输运性质, 得到了 InAs/EuS 界面处存在磁近邻的输运证据.

2 实验

2.1 EuS/InAs/GaInSb 异质结构器件制备流程

器件的具体制备流程如图 1 所示. 首先, 利用生长在 [001] 取向 GaAs 衬底上的 InAs/GaInSb 双量子阱 (量子阱结构见图 1(a)), 通过紫外光刻与湿法刻蚀工艺, 制备出尺寸为 $40\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ 的霍尔器件, 见图 2(a), 其中浅绿色区域为保留有量子阱的平台 (mesa), 浅绿色区域外均被刻蚀液刻蚀

到量子阱以下, 无载流子存在, 中间 $L_1 = 40\ \mu\text{m}$, $L_2 = 20\ \mu\text{m}$ 的区域为测纵向与横向电阻的霍尔器件有源区域 (hall bar active area); 随后利用电子束曝光在霍尔器件中心区域定义一个窗口, 为了暴露整个霍尔器件有源区域, 窗口的尺寸需大于有源区域尺寸, 具体尺寸为 $60\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$; 显影得到窗口后, 利用体积分数为 16% 的氨水溶液, 对窗口区域的 GaSb 保护层及 AlGaSb 上势垒层进行选择性的刻蚀, 暴露出电子气所在的 InAs 层. 最后, 为去除 InAs 表面在工艺过程中可能形成的氧化层以得到干净的 EuS/InAs 界面, 需在 EuS 生长前对器件进行如下的表面钝化处理^[23]: 先将器件置于 BOE 溶液 (缓冲氧化物刻蚀液) 中浸泡 2—3 s, 随即转移至去离子水中浸泡 20 min; 之后迅速将其移入体积分数为 0.2% 的硫化铵溶液, 在光照条件下浸泡 5 min 进行钝化; 待处理完成后, 用高纯氮气将样品吹干, 并立即转移至用于沉积 EuS 的真空腔体内, 完成前期准备.

本实验中的 EuS 薄膜利用一台电子束蒸发源来进行沉积. 由于霍尔器件上待沉积 EuS 的区域尺寸较小, 无法直接利用反射高能电子衍射 (RHEED) 实时监测生长质量, 故引入辅助监控方案: 将一块经上述相同钝化处理的 $1/4$ 片 2 in ($1\ \text{in} = 2.54\ \text{cm}$)

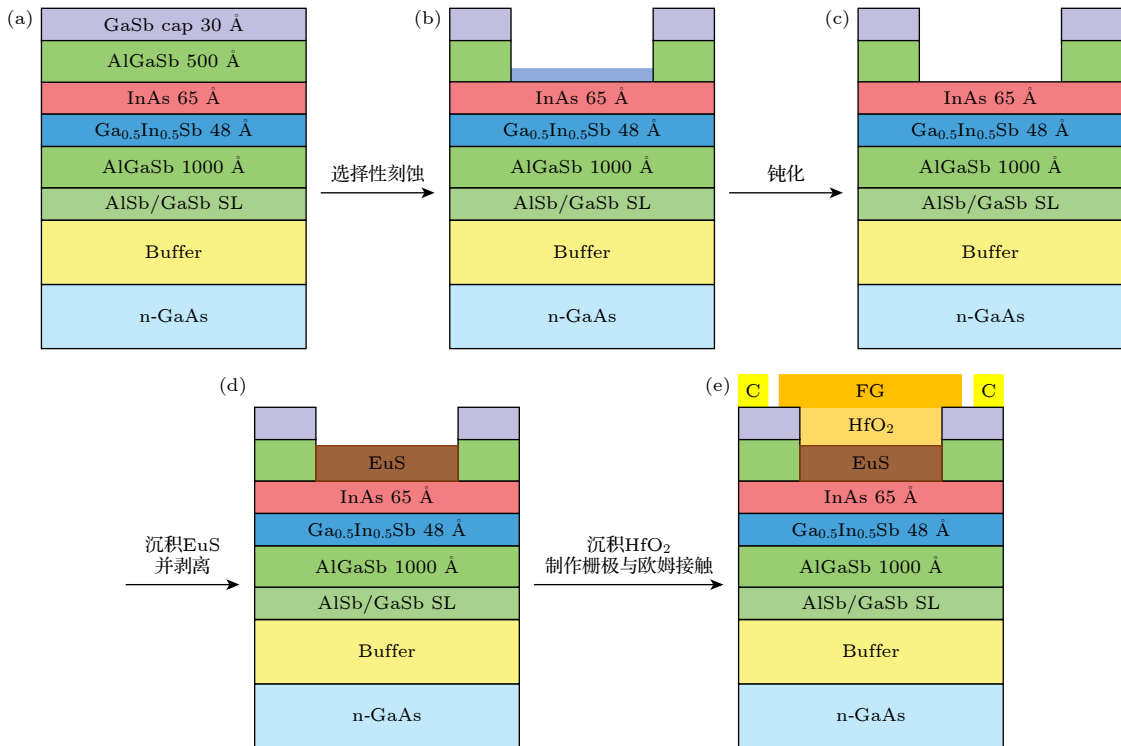


图 1 器件制备流程. “C”表示接触电极; “FG”表示正栅

Fig. 1. Schematic fabrication procedures of the device. “C” denotes the contact electrode; “FG” denotes the front gate.

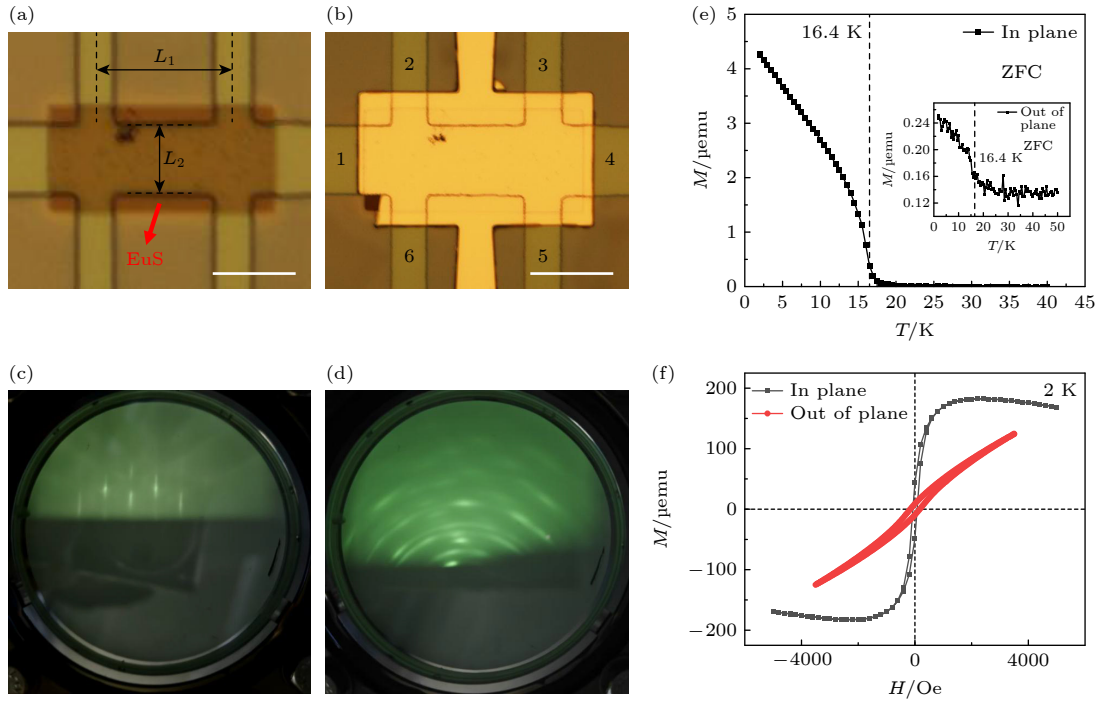


图 2 (a) 沉积并剥离 EuS 后的器件图, 浅绿色区域为霍尔器件, L_1 为霍尔器件有源区域长度, L_2 为霍尔器件有源区域宽度, 中间棕色区域为 EuS, 图中的比例尺为 $25 \mu\text{m}$; (b) 所有工艺完成后的器件图, “1”—“6”为电极, 图中的比例尺为 $25 \mu\text{m}$; (c) 经过钝化工艺后 [110] 方向 InAs 衬底的 RHEED 图案; (d) 沉积 20 nm EuS 后的 RHEED 图案; (e) 零场冷却时 EuS 薄膜的面内磁化率-温度曲线, 插图为面外磁化率-温度曲线; (f) 2 K 下 EuS 薄膜面内与面外的磁滞回线

Fig. 2. (a) Optical microscopy top view image of the device after deposition and lift-off of EuS, the light green area represents the Hall bar device, with L_1 and L_2 denoting Hall bar active areas length and width, respectively, the central brown region corresponds to EuS, the scale bar in the figure is $25 \mu\text{m}$; (b) optical microscopy top view image of the device after completion of all fabrication processes, where “1”–“6” stand for electrodes, the scale bar in the figure is $25 \mu\text{m}$; (c) RHEED pattern along the [110] direction InAs substrate after the passivation process; (d) RHEED pattern after deposition of 20 nm EuS; (e) in-plane magnetic susceptibility versus temperature curve of the EuS thin film under zero-field cooling, with the inset showing the out-of-plane magnetic susceptibility versus temperature curve; (f) in-plane and out-of-plane magnetic hysteresis loops of the EuS thin film at 2 K.

[001] 取向的 InAs 衬底, 与器件共同置于同一样品托上, 通过监测该衬底上 EuS 薄膜的生长质量来间接反映器件区域的 EuS 生长情况. 同时, 通过测量衬底上沉积的 EuS 薄膜的磁学性能, 实现对器件表面所沉积 EuS 薄膜磁学性质的间接表征. EuS 沉积过程中, 本底真空度为 5×10^{-10} Torr, 衬底温度设定为 $150 \text{ }^\circ\text{C}$, 沉积厚度为 20 nm.

EuS 薄膜沉积完成后, 首先将器件置于丙酮中浸泡 1 h, 以剥离 (lift off) 窗口区域外的 EuS 薄膜. 图 2(a) 为剥离后的器件光学显微镜图像, 棕色区域为沉积上去的 EuS 薄膜. 剥离操作结束后, 迅速将器件转移至原子层沉积 (ALD) 设备中, 沉积 20 nm 厚的氧化铪 (HfO_2) 作为栅介质层; 随后通过紫外光刻工艺定义栅极窗口, 采用电子束蒸镀系统沉积 10 nm 钛 (Ti)/90 nm 金 (Au) 后剥离窗口外的金属, 形成器件栅极; 之后利用反应离子束刻

蚀 (RIE) 去除点线区域的氧化铪层; 最后在 $270 \text{ }^\circ\text{C}$ 下, 在电极处点钢制备欧姆接触, 最终的器件如图 2(b) 所示.

2.2 电输运与磁学性质测量

电输运测量采用四端法进行, 测量在 Janis 公司生产的 ^3He 制冷机中完成, 本底温度为 300 mK. 具体测量过程中, 恒定电流从电极“1”流入、“4”流出, 并分别通过电极“2”—“3”与“6”—“5”测量器件的纵向电阻. 为便于区分, 将“2”—“3”定义为上通道, “6”—“5”定义为下通道. 通过对所获数据的系统分析, 获得了 EuS/InAs/GaInSb 异质结构中存在磁邻近效应的输运实验证据. 此外, 所制备 EuS 薄膜的磁学性质通过 Quantum Design 公司的磁性测量系统 (magnetic property measurement system, MPMS) 进行表征.

3 结果与讨论

经上述钝化处理后的 InAs 衬底, 其 [110] 方向的 RHEED 图像如图 2(c) 所示. 图像中可观察到清晰的衍射图案, 表明该钝化工艺对衬底表面具有较好的清洁效果, 能有效去除表面氧化层. 图 2(d) 为衬底温度 150 °C 下沉积 20 nm EuS 薄膜后的 RHEED 图像. 图像呈现出明显的点状的衍射图案, 与二维生长模式下的线状衍射图案存在显著差异, 且衍射图案呈圆环分布. 这一现象表明, 此工艺条件下生长的 EuS 薄膜具有短程有序、长程无序的结构特征, 且生长模式为三维生长, 薄膜整体呈多晶态.

进一步分析多晶态形成的原因: 一方面, EuS 薄膜的高质量单晶生长通常需要较高的衬底温度^[10,22], 而本实验受限于整体工艺兼容性, 需采用 150 °C 的低衬底温度; 另一方面, 相较于高温加热分解法, 本实验采用的钝化工艺对衬底表面氧化层的去除效果与其存在一定差距, 可能未能完全消除表面的氧化物. 上述两因素共同作用, 最终导致沉积的 EuS 薄膜呈现多晶结构.

图 2(e) 为从上述沉积了 EuS 的 InAs 衬底上切下的 3 mm×3 mm 大小的 EuS 薄膜在零磁场冷却 (zero-field cooling, ZFC) 条件下的面内磁化率-温度曲线, 其插图对应面外磁化率-温度曲线. 由图可知, 当温度降至 20 K 后 EuS 薄膜逐渐产生非零的面内磁化, 当温度降低至其居里温度 ($T_c \approx 16.4$ K) 以下时, 薄膜磁化率显著上升, 且面内磁化率数值远高于面外磁化率; 需注意的是, 面外磁化率并非为零. 由图 2(f) 的磁滞回线数据可见, 相同磁场条件下, 面内磁化率对应的磁滞回线不仅信号强度显著大于面外, 且更易达到磁饱和状态. 上述磁学表征结果说明本实验制备的 EuS 薄膜具有面内易磁化轴; 即便薄膜为多晶结构, 其仍具有良好的磁学性质.

生长过程中, 霍尔器件与上述 InAs 衬底并排放置在同一样品托上, 利用台阶仪测量厚度后的结果表明, 两者表面沉积的 EuS 薄膜厚度一致, 均为 20 nm. 文献^[10] 针对长宽尺度均处于百纳米量级的 EuS 薄膜开展磁学性质研究, 结果表明该尺寸范围内 EuS 薄膜的磁学性质与大尺寸薄膜的磁学性质具有一致性. 且本实验中的霍尔器件经处理

后暴露出的 InAs 表面, 其垂直于表面的晶向与上述 InAs 衬底相同, 也为 [001] 方向. 所以沉积在器件表面的 EuS 薄膜应当与沉积在上述 InAs 衬底表面的 EuS 薄膜具有相同的磁学性质. 此外, 鉴于 EuS 属于典型的铁磁绝缘体^[11], 对电导无贡献, 因此后续实验中所探测到的输运信号, 均为 InAs/GaInSb 双量子阱中的载流子贡献.

由于 InAs 表面态费米能级存在“钉扎”效应^[24], 其器件边缘能带会向下弯曲, 进而在输运过程中形成一个准一维导电通道, 准一维导电通道的能带与二维电子气的能带因自旋轨道耦合会打破简并, 各形成两支面内自旋手性相反的能带. 在该体系中, 准一维导电通道与二维电子气之间的散射过程具有手性选择性, 仅发生在两者面内自旋手性相同的能带之间; 当采用磁化方向沿面外的磁性材料与 InAs 二维电子气发生磁近邻作用时, 两个面内自旋手性相反能带内发生的上述散射过程的散射时间存在显著差异. 该物理过程在输运特性上表现为: 垂直磁场下出现奇宇称磁阻 (odd-parity magnetoresistance)^[25]. 具体而言, 霍尔器件上通道的磁阻在扣除关于正负磁场对称的分量后, 从负磁场扫向正磁场的过程中, 会叠加一个具有斜率大于零的正比例函数形式的非对称分量; 而下通道的磁阻行为则呈现相反趋势, 在相同的磁场扫描范围内, 其叠加的非对称分量形式为斜率小于零的正比例函数. 若利用

$$R_{\text{odd}} = [R(B) - R(-B)]/2, \quad (1)$$

对磁阻进行反对称化处理, 则对于上通道磁阻, 可提取出满足 $R_{\text{odd}} = kB (k > 0)$ 的非对称分量, 对于下通道磁阻, 会有 $R_{\text{odd}} = -kB (k > 0)$.

由 EuS 的磁学性质可知其在面外也具有一定的磁化率, 且会随着面外磁场增大而增大, 若 EuS 对 InAs 具有磁近邻效应, 则在 EuS/InAs 异质界面也应存在奇宇称磁阻. 图 3(a) 为正门电压 0 V 时, 在 ± 3 T 范围内扫垂直磁场所测得的上、下通道磁阻曲线. 除朗道能级导致的 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡外, 上通道磁阻从负磁场到正磁场呈现整体向上偏移的趋势, 而下通道磁阻则呈整体向下偏移的趋势. 利用 (1) 式剔除正负磁场对称的 SdH 振荡后, 可提取出正负磁场非对称项的贡献, 结果如图 3(b) 所示. 由图可见, 上、下通道磁阻的非对称项大小相等、符号相反, 且随磁场呈线性变化, 与上述奇宇称磁阻的特征完全一致. 并且

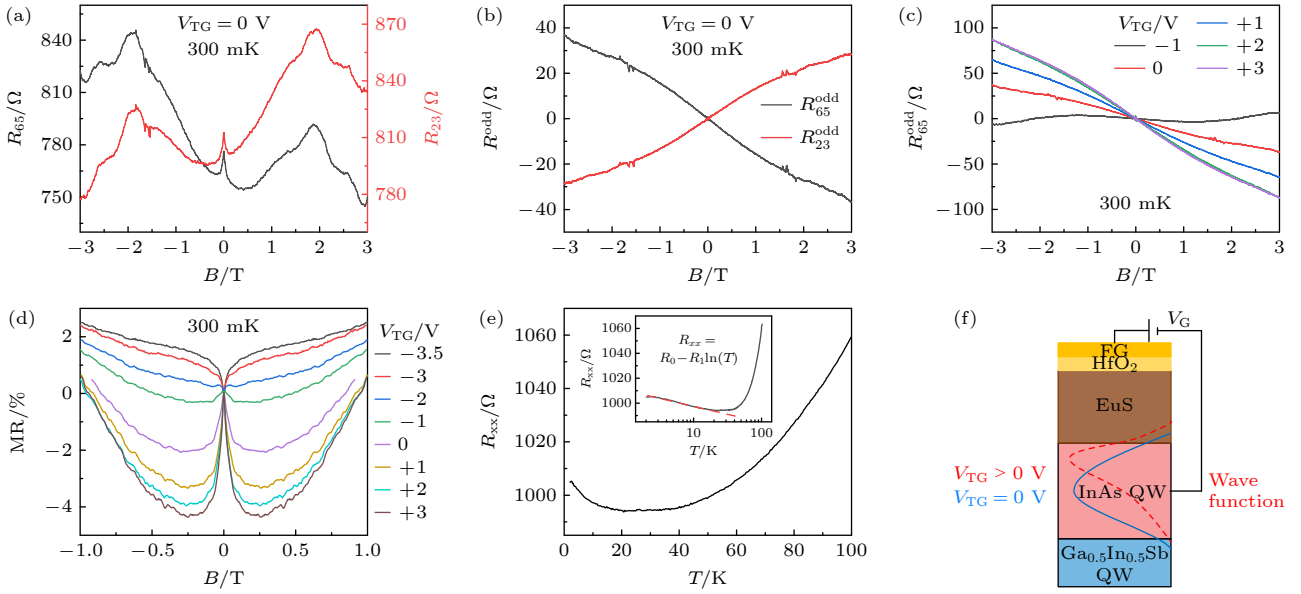


图 3 (a) 零门压 300 mK 时上通道与下通道测到的磁阻; (b) 零门压 300 mK 时提取出的奇宇称磁阻; (c) 300 mK 时不同门压下的奇宇称磁阻; (d) 对称化后不同门压下 -1 — $+1$ T 内的磁阻; (e) 器件的电阻-温度曲线, 插图内为利用近藤效应电阻-温度关系拟合得到的结果; (f) InAs 量子阱中电子波函数的空间分布在不同门压下的示意图

Fig. 3. (a) Magnetoresistance of the upper and lower channels measured at zero gate voltage and 300 mK; (b) extracted odd-parity magnetoresistance at zero gate voltage and 300 mK; (c) odd-parity magnetoresistance under various gate voltages at 300 mK; (d) symmetrized magnetoresistance between -1 T and $+1$ T for different gate voltages; (e) device resistance versus temperature curve; inset shows the result fitted using the Kondo effect formula; (f) schematic of the spatial distribution of the electron wavefunction in the InAs quantum well under different gate voltages.

根据已有实验结果^[16,17], EuS 薄膜产生的磁场非常微弱. 假设其被 $+3$ T 的面外磁场 (远大于其矫顽场) 磁化后产生 $+m$ T 的磁场, 则 InAs 中的二维电子气实际的磁场为 $(3+m)$ T, 外磁场反转到 -3 T 后 EuS 的磁化会一同反转, 且在如此高的磁场下的磁化率和产生的磁场与在 $+3$ T 时的大小相等、方向相反, 即 $-m$ T. 此时二维电子气所受的磁场为 $-(3+m)$ T, 其绝对值与 $+3$ T 外磁场时相同, 那么在此情况下如果仅考虑 SdH 振荡等效效应导致的磁阻变化, InAs 中测量得到的磁阻在外磁场 $+3$ T 与 -3 T 处应表现出对称性, 而实验中的数据在高场下显然有很明显的非对称分量, 与上述预期不符. 因此, 在 ± 3 T 测到的奇宇称磁阻直接证明了 EuS 对 InAs 的磁近邻效应确实存在.

进一步分析, 若 EuS 对 InAs 确实具有磁近邻效应, 则通过栅压调控电子波函数的空间位置时, 磁近邻效应的强度应随之变化: 栅压越正, 电子波函数越靠近 EuS 层, 磁近邻效应越强; 反之, 栅压越负, 电子波函数越远离 EuS 层, 磁近邻效应逐渐减弱直至消失 (图 3(f)). 图 3(c) 中奇宇称磁阻随栅压的变化规律印证了这一物理图像, 当栅压从 0 V 逐渐增至 $+3$ V 时, 奇宇称磁阻的斜率逐渐增

大, 表明磁近邻效应不断增强; 当栅压增至 $+2$ V 时, 磁近邻效应基本达到饱和, 继续增大栅压, 奇宇称磁阻的斜率不再变化; 而当栅压反向调至 -1 V 时, 奇宇称磁阻的斜率减小至接近 0 , 表明磁近邻效应已显著减弱.

除奇宇称磁阻外, 图 3(a) 中还可观察到另一关键现象: 零磁场附近存在关于磁场对称的负磁阻行为. 为清晰表征该低磁场区域的磁阻特征, 利用

$$R_{\text{sym}} = [R_{xx}(B) + R_{xx}(-B)]/2, \quad (2)$$

$$\text{MR} = \frac{R_{\text{sym}}(B) - R_{\text{sym}}(B=0 \text{ T})}{R_{\text{sym}}(B=0 \text{ T})} \times 100\%, \quad (3)$$

消除奇宇称磁阻的干扰, 并将磁阻变化转化为相对于零磁场电阻的百分比, 处理结果如图 3(d) 所示. 由图可见, 栅压会对该负磁阻行为产生显著影响: 当栅压向 $+3$ V 调节时, 电子波函数逐渐靠近 EuS 层, 负磁阻效应愈发明显; 而当栅压向 -3.5 V 调节时, 电子波函数逐渐远离 EuS 层, 负磁阻效应逐渐消失并转变为正磁阻. 因 InAs 中的自旋轨道耦合效应亦会导致零磁场附近的磁阻变化, 但若仅考虑 InAs/EuS 的界面电场诱导的自旋轨道耦合效应, 栅压越正, InAs 中电子的自旋轨道耦合强度应

越强;而更强的自旋轨道耦合通常对应更显著的弱反局域化效应,其在零磁场附近应表现为正磁阻^[26-30],这与该器件“栅压更正时出现负磁阻”的输运特征相悖,表明该负磁阻并非由 InAs 二维电子气自身的自旋轨道耦合效应导致,而更可能源于 EuS 对 InAs 的磁近邻作用所诱导的近藤效应.

为验证这一猜想,对器件进行变温电阻测量,结果如图 3(e) 所示.随着温度降低,声子散射减弱,器件电阻整体呈下降趋势;但当温度降至 20 K 以下时,电阻反而开始上升.针对该电阻上升段的电阻-温度曲线,采用近藤效应的电阻-温度关系公式^[31]:

$$R_{xx} = R_0 - R_1 \ln(T), \quad (4)$$

其中, R_0 为低温饱和电阻, R_1 为近藤系数,进行拟合,拟合结果与实验数据高度吻合(见图 3(e) 插图).证明本实验中 EuS/InAs 异质结构在零磁场附近的负磁阻行为由近藤效应引起,进一步佐证

了 EuS 对 InAs 磁近邻效应的存在.

图 4(a) 展示了器件在不同栅压下对平行磁场的响应特性.与垂直磁场下的规律一致:栅压越正,负磁阻效应越强;当栅压增至 +2 V 时,负磁阻强度变化逐渐趋于饱和,印证了磁近邻效应随电子波函数与 EuS 层距离的减小而逐渐变强.此外,实验中观察到平行磁场扫描过程中正、反方向扫描所得的磁阻曲线存在明显磁滞特性(图 4(b)).图 4(c) 是提取出的磁滞磁场随着栅压的变化关系,随着栅压增大,回滞程度略有增强,且同样在栅压 +2 V 时达到饱和.这种磁滞行为表明, InAs 的磁阻特性受 EuS 层内磁畴磁化的调控-磁畴翻转过程中磁化强度变化直接反映在 InAs 的输运信号中,这一现象为 InAs 二维电子气与 EuS 间磁近邻效应的存在提供了又一关键证据^[25].

为进一步探究异质结构的电子输运特性,利用垂直磁场下的霍尔信号,计算得到各栅压下 InAs 二维电子气的电子浓度,结果见图 4(d) 插图.同时

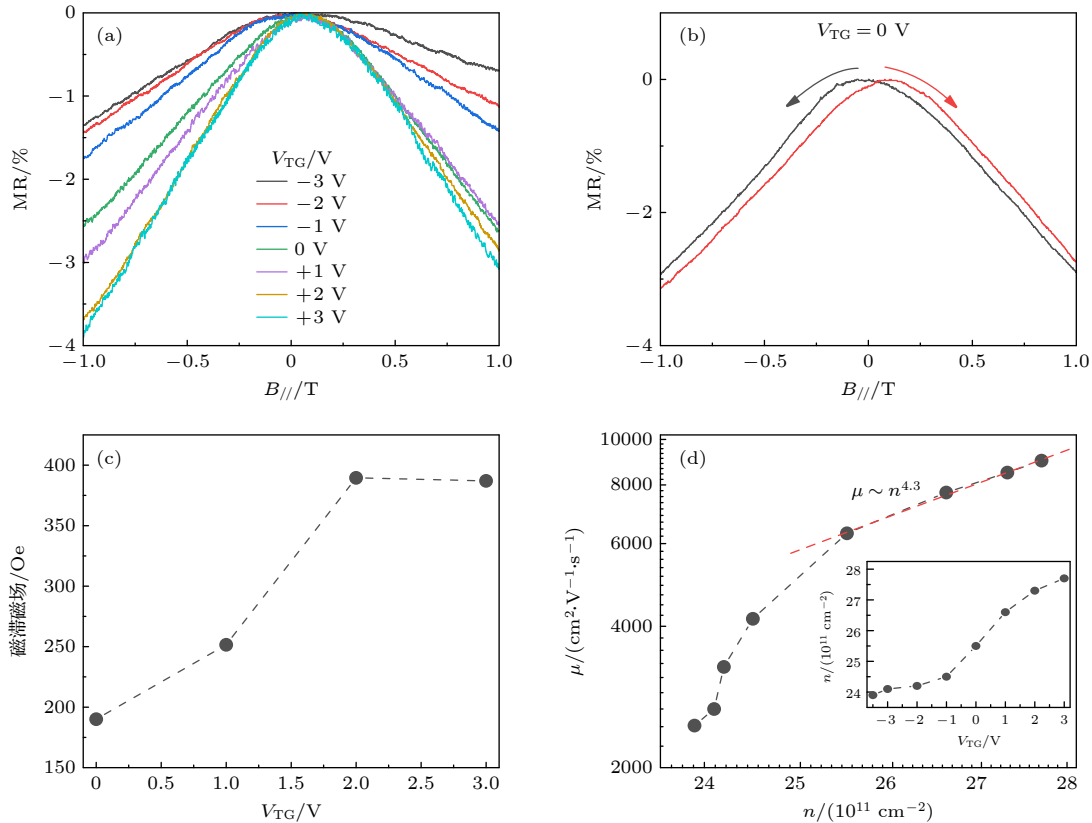


图 4 (a) 300 mK 时器件在不同门压下的平行磁场磁阻; (b) 器件磁阻在平行场下的磁滞行为; (c) 不同门压下的磁滞磁场大小; (d) 器件中电子迁移率-浓度关系, 红线内为按照幂指数关系的拟合结果, 插图内为器件在不同门压下的电子浓度

Fig. 4. (a) In-plane magnetoresistance of the device under various gate voltages at 300 mK; (b) hysteretic behavior of the device magnetoresistance under in-plane magnetic field; (c) hysteresis field values extracted at different gate voltages; (d) electron mobility as a function of carrier density, fitted to a power-law within the red line, inset shows the carrier density under different gate voltages.

结合零磁场下的电阻数据, 计算出不同电子浓度对应的电子迁移率. 图 4(d) 为电子迁移率随浓度的变化关系, 当电子浓度从 $2.39 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 增至 $2.77 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时, 电子迁移率从 $2457 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 快速提升至 $9013 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. 浓度大于 $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时, 迁移率与浓度近似满足 $\mu \sim n^{4.3}$, 该幂次关系的幂指数大于考虑远程离化杂质散射时的 1.1—1.7^[32-34], 以及考虑带电位错散射时的 1.5^[35], 表明 InAs 中的电子浓度增加对散射的屏蔽效果比较强, 电子受到较强的近程散射作用. 结合前文磁近邻效应的分析可知: InAs 中电子的波函数部分穿透至 EuS (图 3(f)), 并与 EuS 中的磁矩发生交换相互作用; 这一过程导致电子在 EuS/InAs 界面处受到强烈的散射, 迁移率必定会强烈地受载流子浓度影响, 与对实验测量结果的分析一致.

4 结 论

本研究采用电子束蒸镀系统, 在经钝化处理的 InAs/GaInSb 量子阱表面沉积铁磁绝缘体 EuS, 成功制备 EuS/InAs/GaInSb 异质结, 并对其开展系统的电输运特性测量. 实验结果显示: 1) 器件的电阻-温度曲线在低温段 (小于 20 K) 呈现上升趋势, 揭示了 InAs 中电子受到 EuS 的局域磁矩散射导致的近藤效应的存在; 2) 在 300 mK 的低温条件下, 器件在面外磁场中的磁阻具有可被栅压调控的奇宇称磁阻的行为, 且在电子波函数逐渐靠近 EuS 的过程中, 低磁场下的磁阻伴随有正磁阻到负磁阻的转变; 3) 平行磁场下器件同样具有受栅压调控的负磁阻行为, 且结合变温数据可将其解释为近藤效应所致, 上述输运特征共同证实 EuS/InAs 界面处磁近邻效应的存在, 且该效应可通过栅压调控电子波函数的空间位置实现动态的调节. 综上, 本实验给出了 EuS/InAs/GaInSb 异质结具有可受栅压调控的磁近邻效应的输运证据, 为理解铁磁-半导体异质结中的磁近邻效应提供了新的思路, 并对其在自旋电子学器件及拓扑量子计算领域的潜在应用提供了具体技术途径.

参考文献

- [1] Žutić I, Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [2] Filip A T, LeClair P, Smits C J P, Kohlhepp J T, Swagten H J M, Koopmans B, de Jonge W J M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1815
- [3] Gomez-Perez J M, Zhang X P, Calavalle F, et al. 2020 *Nano Lett.* **20** 6815
- [4] Muduli P K, Leo N, Xu M, Zhu Z, Puebla J, Ortiz Pauyac C, Isshiki H, Otani Y 2025 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58** 285003
- [5] Lu J, Gan Y L, Lei Y L, Yan L, Ding H 2020 *Chin. Phys. B* **29** 117503
- [6] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [7] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 040502
- [8] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501
- [9] Du R R 2023 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **66** 267006
- [10] Wolf M J, Stürgers C, Fischer G, Scherer T, Beckmann D 2014 *J. Magn. Magn. Mater.* **368** 49
- [11] Yang Q I, Zhao J F, Zhang L, Dolev M, Fried A D, Marshall A F, Risbud S H, Kapitulnik A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 082402
- [12] Hao X, Moodera J S, Meservey R 1990 *Phys. Rev. B* **42** 8235
- [13] Li B, Roschewsky N, Assaf B A, Eich M, Epstein-Martin M, Heiman D, Mützenberg M, Moodera J S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 097001
- [14] Lu J, Gan Y L, Yan L, Ding H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 047401 (in Chinese) [芦佳, 甘渝林, 颜雷, 丁洪 2021 物理学报 **70** 047401]
- [15] Katmis F, Lauter V, Nogueira F S, Assaf B A, Jamer M E, Wei P, Satpati B, Freeland J W, Eremin I, Heiman D, Jarillo-Herrero P, Moodera J S 2016 *Nature* **533** 513
- [16] Liu Y, Vaitiekėnas S, Martí-Sánchez S, et al. 2019 *Nano Lett.* **20** 456
- [17] Vaitiekėnas S, Liu Y, Krogstrup P, Marcus C M 2020 *Nat. Phys.* **17** 43
- [18] Escribano S D, Maiani A, Leijnse M, Flensberg K, Oreg Y, Levy Yeyati A, Prada E, Seoane Souto R 2022 *npj Quantum Mater.* **7** 81
- [19] Escribano S D, Prada E, Oreg Y, Yeyati A L 2021 *Phys. Rev. B* **104** L041404
- [20] Liu C X, Schuwalow S, Liu Y, Vilkelis K, Manesco A L R, Krogstrup P, Wimmer M 2021 *Phys. Rev. B* **104** 014516
- [21] Yu M T, Moayedpour S, Yang S Y, Dardzinski D, Wu C Z, Pribragi V S, Marom N 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 064606
- [22] Liu Y, Luchini A, Martí-Sánchez S, et al. 2019 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12** 8780
- [23] Seong T Y, Amamo H 2020 *Surf. Interfaces* **21** 100765
- [24] van Wees B J, Meijer G I, Kuipers J J, Klapwijk T M, van de Graaf W, Borghs G 1995 *Phys. Rev. B* **51** 7973
- [25] Takiguchi K, Anh L D, Chiba T, Shiratani H, Fukuzawa R, Takahashi T, Tanaka M 2022 *Nat. Commun.* **13** 6538
- [26] Miller J B, Zumbühl D M, Marcus C M, Lyanda-Geller Y B, Goldhaber-Gordon D, Campman K, Gossard A C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 076807
- [27] Sazgari V, Sullivan G, Kaya I I 2020 *Phys. Rev. B* **101** 155302
- [28] Herling F, Morrison C, Knox C S, Zhang S, Newell O, Myronov M, Linfield E H, Marrows C H 2017 *Phys. Rev. B* **95** 155307
- [29] Koga T, Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 046801
- [30] Zhi Z H, Ruan H Z, Liu J M, Li X P, Zhang Y, Yao Q, Tang C J, Xiao Y J, Kou X F 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 090708
- [31] Kondo J 1964 *Prog. Theor. Phys.* **32** 37
- [32] Watson J D, Mondal S, Csáthy G A, Manfra M J, Hwang E H, Das Sarma S, Pfeiffer L N, West K W 2011 *Phys. Rev. B* **83** 241305
- [33] Hwang E H, Das Sarma S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 235437
- [34] Hirakawa K, Sakaki H 1986 *Phys. Rev. B* **33** 8291
- [35] Jena D, Gossard A C, Mishra U K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1707

COVER ARTICLE

Transport evidence for magnetic proximity effect in EuS/InAs/GaInSb heterostructure*

JIA Peizhe ZHANG Wenfeng DU Ruirui[†]*(International Center for Quantum Materials, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)*

(Received 26 October 2025; revised manuscript received 17 November 2025)

Abstract

Magnetic proximity effects (MPE) are crucial for topological quantum devices as they enable the control of boundary states between a ferromagnetic insulator and a topological insulator. The InAs/GaInSb double quantum well system, especially when combined with a superconductor and influenced by MPE, shows promise for generating topological qubits. Nonetheless, researchers still debate the exact strength of the MPE between europium sulfide (EuS) and InAs. To directly probe the MPE, this work focuses on a EuS/InAs/GaInSb heterostructure. The heterostructure is fabricated by depositing EuS onto the passivated surface of a Hall bar made from an InAs/GaInSb double quantum well, by utilizing an electron beam evaporation system. Structural analysis using reflection high-energy electron diffraction and magnetic measurements indicate that although the resulting EuS thin films are polycrystalline, they still exhibit the desired magnetic properties, making them suitable for further study of MPE phenomena. Low-temperature magnetoresistance measurements on the fabricated Hall bar reveal several key phenomena that collectively provide evidence for the MPE. Applying a positive gate voltage shifts the electron wavefunction within the InAs layer toward the EuS interface, thereby enhancing the MPE. Under a perpendicular magnetic field, the magnetoresistance exhibits an increasing slope for the odd-parity component. Additionally, a transition from positive to negative magnetoresistance near zero field is observed. When an in-plane magnetic field is applied, a gate-enhanced negative magnetoresistance emerges. Hysteretic magnetoresistance, which corresponds to the reversal of EuS magnetization, is also detected during these measurements. The resistance-temperature curve for the heterostructure shows an obvious rising trend at low temperatures. This behavior is well described by the Kondo model, indicating the presence of exchange coupling between InAs electrons and the localized magnetic moments of EuS near the interface. Such coupling is a clear indicator that the magnetic proximity effect is present in the system. These findings collectively demonstrate the existence of a gate-tunable MPE in the EuS/InAs/GaInSb heterostructure. The ability to control the MPE through gate voltage establishes this heterostructure as a promising platform for exploring proximity-induced magnetism. Furthermore, these results underscore the potential applications of such systems in the development of spin-based electronic devices and highlight their significance for future research in topological quantum computing.

Keywords: ferromagnetic insulator/semiconductor heterostructure, topological insulator, magnetoresistance, spintronics

DOI: [10.7498/aps.75.20251460](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251460)CSTR: [32037.14.aps.75.20251460](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251460)

* Project supported by the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB28000000), the Quantum Science and Technology-National Science and Technology Major Project (Grant No. 2021ZD0302600), and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2024YFA1409002).

[†] Corresponding author. E-mail: rrd@pku.edu.cn

EuS/InAs/GaInSb异质结构中磁近邻效应的输运证据

贾佩哲 张文锋 杜瑞瑞

Transport evidence for magnetic proximity effect in EuS/InAs/GaInSb heterostructure

JIA Peizhe ZHANG Wenfeng DU Ruirui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040702 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251460

CSTR: 32037.14.aps.75.20251460

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251460>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

EuS/Ta异质结的极大磁电阻效应

Infinite magnetoresistance of EuS/Ta heterostructure

物理学报. 2021, 70(4): 047401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201213>

磁性拓扑绝缘体中的量子输运现象

Quantum transport phenomena in magnetic topological insulators

物理学报. 2023, 72(17): 177301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230690>

拓扑绝缘体中量子霍尔效应的研究进展

Research progress of quantum Hall effect in topological insulator

物理学报. 2023, 72(17): 177302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230698>

单层二维量子自旋霍尔绝缘体 $1T'-WTe_2$ 研究进展

Research progress of two-dimensional quantum spin Hall insulator in monolayer $1T'-WTe_2$

物理学报. 2022, 71(12): 127308 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220100>

轴子拓扑绝缘体候选材料层状的物性研究

Properties of axion insulator candidate layered $Eu_{1-x}Ca_xIn_2As_2$

物理学报. 2021, 70(12): 127502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210042>

Li(Na)AuS体系拓扑绝缘体材料的能带结构

Band structure of topological insulator Li(Na)AuS

物理学报. 2021, 70(2): 027101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200885>