材料、结构及工艺

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2021122207

MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压特性研究

刘 焱，方贺男*，李 倩

（南京邮电大学 电子与光学工程学院，南京 210023）

摘 要： MoS_2 是一种具有特殊能带结构的二维半导体材料，当层数较少时，其带隙会随层数显著减小。因此，基于 MoS_2 势垒层的磁性隧道结会展现出更丰富的物理特性。文章通过理论计算分别得到了单层、双层、三层以及五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图，研究了铁磁电极半交换劈裂能对相图特性的影响。计算结果表明：单层和三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结适合应用于低温器件中。其中，单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结在高功率工作环境下具有优异的性能。双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的优化区域位于室温和低偏压区，因此适用于信息存储领域。五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结可通过调节铁磁电极参数使其工作在较宽的功率范围内。上述研究结果为 MoS_2 势垒层磁性隧道结的应用奠定了坚实的理论基础。

关键词： 磁性隧道结；隧穿磁阻效应；MoS_2；二维材料；温度-偏压相图

中图分类号： O482.5 **文章编号：** 1001－5868(2022)03－0578－07

Study on Temperature-Bias Characteristic of Magnetic Tunnel Junctions with MoS_2 Barrier

LIU Yan, FANG Henan, LI Qian

(College of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, CHN)

Abstract: MoS_2 is a kind of two-dimensional semiconductor material with unique band structure. For few-layer MoS_2, the band gap decreases significantly with the number of layers. Accordingly, the magnetic tunnel junctions (MTJs) with MoS_2 barrier will show abundant and various physical properties. In this paper, the temperature-bias phase diagrams are calculated, respectively, for MTJs with single-layer MoS_2, double-layer MoS_2, three-layer MoS_2 and five-layer MoS_2 barrier under different half the exchange splitting of the ferromagnetic electrodes. The calculations show that, the MTJs with single-layer and three-layer MoS_2 barrier is suitable to be applied at low temperature. In particular, the MTJs with single-layer MoS_2 barrier possess excellent performance at high bias. The optimized region of MTJs with double-layer MoS_2 barrier is located at room temperature and low bias. Therefore, they are favorable for the application of information storage. Through regulating the parameter of the ferromagnetic electrodes, the MTJs with five-layer MoS_2 barrier can work throughout a wide power range. The above results lay a solid theoretical foundation for the application of MTJs with MoS_2 barrier.

Key words: magnetic tunnel junction; tunneling magnetoresistance; MoS_2; two-dimensional materials; temperature-bias effect

收稿日期：2021－12－22.

基金项目：国家自然科学基金项目(11704197).

* **通信作者：**方贺男 **E-mail:** fanghn@njupt.edu.cn

0　引言

磁性隧道结(Magnetic Tunnel Junctions, MTJs)是一种自旋电子器件,在信息存储等领域已经取得了成功应用[1-2]。在物理上,磁性隧道结具有铁磁电极/势垒层/铁磁电极的三层堆叠结构。通常,当两铁磁电极的磁化强度方向相互平行时,隧穿电导较大;反之,当两铁磁电极的磁化强度方向反平行时,隧穿电导较小。如上所述,在磁性隧道结中,隧穿电导显著依赖于两铁磁电极磁化强度的相对方向,这被称为隧穿磁阻效应。为了表征隧穿磁阻效应的强弱,可以定义无量纲标度因子 $TMR=(G_P/G_{AP})-1$,其中,G_P 与 G_{AP} 分别为两铁磁电极磁化强度方向平行和反平行时的隧穿电导。通常,隧穿磁阻效应越强,即 TMR 越大,磁性隧道结的性能越优异。

早期,磁性隧道结多以 Al_2O_3[3-4] 或 MgO[5-6] 等氧化物作为绝缘势垒层。然而,由于晶格畸变的影响,氧化物基磁性隧道结难以实现高结晶度和具有光滑界面的势垒层[7]。此外,氧化物基磁性隧道结制备工序复杂,制作成本较高,不利于大批量工业化生产。近年来,二维材料因具有较高的电子迁移率等优异性能而得到了广泛的研究[8-9]。二维材料原子层间的结合来源于范德华力的相互作用,因此层间是近似绝缘的,这表明二维材料在电学特性上可以作为磁性隧道结的势垒层材料。在材料制备上,二维材料易通过机械剥离等简单方法得到,成本较低[10]。特别地,二维材料不存在表面悬挂键[11],易与外延铁磁层形成高质量界面。二维材料的上述特性表明,基于二维材料势垒层的磁性隧道结能够有效地克服氧化物基磁性隧道结存在的问题。因此,近些年来,二维材料势垒层磁性隧道结逐渐成为了研究热点[12-14]。

MoS_2 是一种具有特别能带结构的典型二维材料。由于 MoS_2 的超薄二维晶体结构,其能带结构与带隙大小易受量子约束的影响:体状 MoS_2 具有大小为 1.29 eV 的间接带隙。随着原子层数的减少,受 S 原子 p 态与 Mo 原子 d 态杂化以及层间相互作用的影响,位于 Γ 点的价带最高点明显降低,而位于 K-Γ 区间的导带最低点变化较小,从而导致带隙宽度随层数减少而增大。同时,随着能带结构的改变以及间接带隙的增大,单层 MoS_2 的直接带隙小于间接带隙。因此,单层 MoS_2 具有大小为 1.9 eV 的直接带隙[15]。上述带隙大小与 MoS_2 层数的强依赖性表明 MoS_2 势垒层磁性隧道结有望展现出更丰富的物理特性。

在实际应用中,磁性隧道结需要在特定的温度和偏压下工作。因此,温度特性和偏压特性是磁性隧道结研究中重要的物理问题。目前,已有相关文献在实验上研究了 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度特性和偏压特性[16-18]。研究发现,相比于 MgO 基磁性隧道结,MoS_2 势垒层磁性隧道结展现出了更为复杂的温度特性和偏压特性。在温度特性方面,文献[16]在 NiMnIn/MoS_2/NiMnIn 磁性隧道结中发现 TMR 随温度单调减小;而文献[17]在 NiFe/MoS_2/NiFe 磁性隧道结中得到了 TMR 随温度非单调变化的实验结果。在偏压特性方面,文献[18]在 Py/MoS_2/Co 磁性隧道结中测量得到的 TMR 随偏压呈非单调变化关系。上述关于温度特性和偏压特性的实验结果需要在理论上给予解释。本课题组之前建立了一个适用于单晶势垒层磁性隧道结的理论。该理论利用传统光学衍射方法,将单晶势垒层视作周期性光栅,对隧穿电子波进行处理,因此充分地计入了单晶势垒层对隧穿电子散射所带来的相干性[19-22]。该理论模型可以较好地解释 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度特性以及偏压特性的实验结果[23-24]。

然而,温度特性和偏压特性并非彼此独立,而是相互耦合的。换句话说,温度会影响偏压特性,反之,偏压也会影响温度特性。如果同时考虑温度和偏压的影响,需要进一步在理论上计算得到以温度和偏压作为双变量的 TMR 相图。此外,MoS_2 的带隙特性对隧穿磁阻效应的影响在以往的文献中尚未给予充分的考虑。因此,本文将根据本课题组之前建立的理论模型来计算得到不同层数的 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图。

1　理论模型

本文将单晶 MoS_2 势垒层比作周期性光栅,其势能可以表示为

$$U(\boldsymbol{r})=\sum_{l_3=0}^{n-1}\sum_{\boldsymbol{R}_h}v(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_h-l_3\boldsymbol{a}_3) \tag{1}$$

其中,求和来源于 MoS_2 势垒层晶格格点处原子势的叠加。具体来说,首先对层内的格点求和,即考虑所有的层内晶格矢量 $\boldsymbol{R}_h=l_1\boldsymbol{a}_1+l_2\boldsymbol{a}_2$,其中 $\boldsymbol{a}_1$ 与

$\boldsymbol{a}_2$ 是层内晶格的基矢，l_1 与 l_2 为整数。然后，再对所有的格点层求和。这里，势垒层的原子总层数为 n，层间晶格的基矢为 $\boldsymbol{a}_3$。

为了得到 TMR，需要分别计算出四个通道的电导，即 $G_{\uparrow\uparrow}$，$G_{\downarrow\downarrow}$，$G_{\uparrow\downarrow}$ 以及 $G_{\downarrow\uparrow}$。首先，考虑 $G_{\uparrow\uparrow}$，即自旋向上到自旋向上通道的电导，此时，入射电子是自旋向上的，其波函数可以表示为

$$\psi_{i\uparrow}=\exp(i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}) \tag{2}$$

其中，$\boldsymbol{k}$ 为入射波矢量。从物理上讲，入射波将受到单晶势垒层周期势的相干衍射影响，因此，隧穿至下电极的出射波将会表现出强烈的相干性。为了充分地考虑相干效应，我们将使用 Bethe 理论以及双束近似方法来处理隧穿电子波。由此可以得到出射波函数：

$$\psi_{\uparrow}(\boldsymbol{r})=\frac{1}{2}(e^{i\boldsymbol{p}_+\cdot\boldsymbol{r}}+e^{i\boldsymbol{p}_-\cdot\boldsymbol{r}}+e^{i\boldsymbol{q}_+\cdot\boldsymbol{r}}-e^{i\boldsymbol{q}_-\cdot\boldsymbol{r}}) \tag{3}$$

其中，$\boldsymbol{p}_\pm$ 和 $\boldsymbol{q}_\pm$ 为出射波波矢。根据出射波函数，我们可以求出自旋向上到自旋向上隧道的透射系数 $T_{\uparrow\uparrow}$：

$$T_{\uparrow\uparrow}(\boldsymbol{k})=\frac{|\boldsymbol{a}_1\times\boldsymbol{a}_2|}{2ik_zS_h}\iint dx_1x_2[\psi^*_{\uparrow}(\boldsymbol{r})-\frac{\partial}{\partial z}\psi_{\uparrow}(\boldsymbol{r})-c.c.]=\frac{1}{8k_z}\Big\{p_+^z\,e^{i[p_+^z-(p_+^z)^*]d}+p_-^z\,e^{i[p_-^z-(p_-^z)^*]d}+q_+^z\,e^{i[q_+^z-(q_+^z)^*]d}+q_-^z\,e^{i[q_-^z-(q_-^z)^*]d}+p_+^z\,e^{i[p_+^z-(p_-^z)^*]d}+p_-^z\,e^{i[p_-^z-(p_+^z)^*]d}-q_+^z\,e^{i[q_+^z-(q_-^z)^*]d}-q_-^z\,e^{i[q_-^z-(q_+^z)^*]d}+c.c.\Big\} \tag{4}$$

其中，S_h 为势垒层的横截面积，d 为势垒层厚度，$p_\pm^z$ 和 $q_\pm^z$ 的大小分别为

$$p_\pm^z=[\boldsymbol{k}^2-\boldsymbol{k}_h^2\pm2m\hbar^{-2}v(\boldsymbol{K}_h)+2me\hbar^{-2}V_0]^{1/2} \tag{5}$$

$$q_\pm^z=[\boldsymbol{k}^2-(\boldsymbol{k}_h+\boldsymbol{K}_h)^2\pm2m\hbar^{-2}v(\boldsymbol{K}_h)+2me\hbar^{-2}V_0]^{1/2} \tag{6}$$

其中，V_0 为施加在磁性隧道结上的偏压，m 是电子的质量，$\hbar$ 是普朗克常量，$\boldsymbol{k}_h$ 为 $\boldsymbol{k}$ 的层内分量，$\boldsymbol{K}_h$ 是 $\boldsymbol{R}_h$ 所对应的倒格矢，$v(\boldsymbol{K}_h)$代表的是原子势$v(\boldsymbol{r})$的傅里叶变换。从式(5)与(6)可以看出，$\boldsymbol{p}_\pm$ 在面内的投影与入射波矢 $\boldsymbol{k}$ 相等，而 $\boldsymbol{q}_\pm$ 在面内的投影相比于入射波矢 $\boldsymbol{k}$ 平移了倒格矢 $\boldsymbol{K}_h$。

当计入温度的影响时，$v(\boldsymbol{K}_h)$修正为[19]

$$v(\boldsymbol{K}_h)=\left\{1+2\frac{\sigma}{1-\sigma}\cos\left[\boldsymbol{K}_h\cdot\alpha_0\left(1-\frac{T}{T_c}\right)\right]\right\}\times(1-\sigma)v_0(\boldsymbol{K}_h) \tag{7}$$

其中，σ 表征的是杂质浓度，α_0 表征的是绝对零温下势垒层的畸变程度，T_c 表征的是温度对畸变影响的标度；$v_0(\boldsymbol{K}_h)$为晶格无畸变时单晶势垒层原子势的傅里叶变换，即：

$$v_0(\boldsymbol{K}_h)=\Omega^{-1}\int d\boldsymbol{r}v(\boldsymbol{r})e^{-i\boldsymbol{K}_h\cdot\boldsymbol{r}} \tag{8}$$

其中，Ω 是单晶势垒层原胞的体积 $\Omega=(\boldsymbol{a}_1\times\boldsymbol{a}_2)\cdot\boldsymbol{a}_3$。至此，已经得到了自旋向上到自旋向上通道的透射系数 $T_{\uparrow\uparrow}$。进一步地，根据 Landauer 公式[25]，可以得到 $G_{\uparrow\uparrow}$，为

$$G_{\uparrow\uparrow}=\frac{e\hbar}{16\pi^3mV_0}\int_{\sqrt{k_{F\uparrow}^2-2me\hbar^{-2}V_0}}^{k_{F\uparrow}}dk\int_0^{\pi/2}d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi k^3\cdot\sin(2\theta)T_{\uparrow\uparrow}(k,\theta,\varphi) \tag{9}$$

其中，e 为电子电荷，θ 与 φ 表示球坐标系中的极角，$k_{F\uparrow}$ 表示自旋向上电子的费米波矢大小：

$$k_{F\uparrow}=\sqrt{2m\hbar^{-2}(\mu+\Delta)} \tag{10}$$

其中，μ 和 Δ 分别表示铁磁电极的化学势和半交换劈裂能。式(9)即为所得到的自旋向上到自旋向上通道的电导 $G_{\uparrow\uparrow}$，类似地，可以得到 $G_{\uparrow\downarrow}$，$G_{\downarrow\uparrow}$ 以及 $G_{\downarrow\downarrow}$，进而可以求出平行电导 $G_P=G_{\uparrow\uparrow}+G_{\downarrow\downarrow}$，反平行电导 $G_{AP}=G_{\uparrow\downarrow}+G_{\downarrow\uparrow}$，以及 TMR。

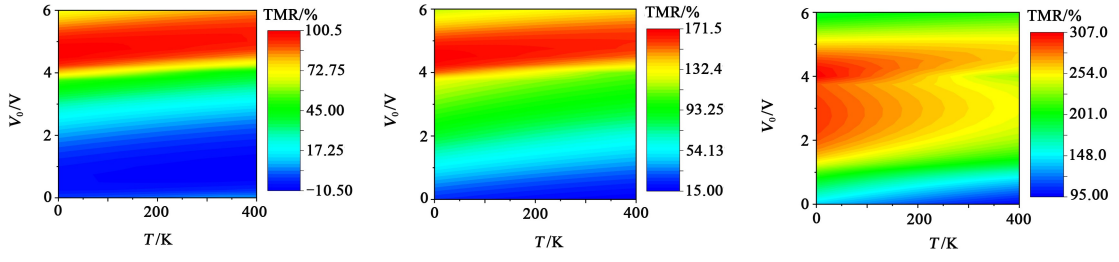
接下来，本文将上述理论模型应用于 MoS_2 势垒层磁性隧道结，模型参数选取如下：根据文献[26]，MoS_2 的倒格矢为 $\boldsymbol{K}_h=2.296\times10^{10}\ m^{-1}$。根据文献[27]，单层 MoS_2 的厚度 $d=0.65$ nm。晶格畸变的相关参数选取为：$\sigma=0.1$，$T_c=1\ 000$ K，$\boldsymbol{K}_h\cdot\alpha_0=\pi/3$，铁磁电极的化学势取 $\mu=5$ eV，因为单层 MoS_2、双层 MoS_2、三层 MoS_2 以及五层 MoS_2 势垒层的能隙分别为 1.9，1.62，1.47 以及 1.39 eV[28]，所以，相应的 $v_0(\boldsymbol{K}_h)$分别取为 3.8，3.24，2.94 以及 2.78 eV。

2 结果与讨论

磁性隧道结的 TMR 与铁磁电极的自旋极化率密切相关，而自旋极化率又取决于铁磁电极能带的劈裂程度即半交换劈裂能的大小。因此，本文将计算在不同的铁磁电极半交换劈裂能($\Delta=2,3,4$ eV)下的温度-偏压相图。

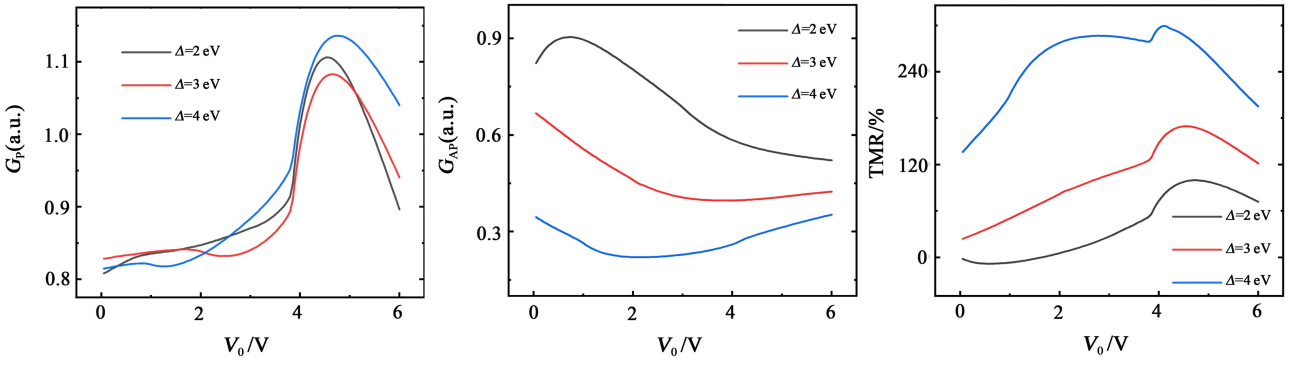
首先，本文计算了单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图，结果如图 1 所示。其中，单层 MoS_2 势垒层厚度 $d=0.65$ nm，$v_0(\boldsymbol{K}_h)=3.8$ eV。从图 1 中可以看出，在相同的偏压和温度下，TMR

随着半交换劈裂能 Δ 的增大而增大。这是因为，半交换劈裂能越大，铁磁电极自旋极化率越高，则隧穿磁阻效应越明显，即 TMR 越大。另外，从图 1(a)中我们可以看出，TMR 在低偏压区域出现为负值的情况。该现象可作如下解释：当 Δ 减小时，$\mu+\Delta$ 随之减小，$\mu-\Delta$ 随之增大，又因为费米面处自旋向上子能带态密度正比于 $\mu+\Delta$，自旋向下子能带态密度正比于 $\mu-\Delta$，所以，费米面处自旋向上子能带态密度随 Δ 减小，自旋向下子能带态密度随 Δ 增大，进而导致平行态电导 G_P 减小，反平行态电导 G_{AP} 增大。因此，随着 Δ 的减小，G_{AP} 的大小可能会超过 G_P，从而会出现反常的负 TMR 现象。该现象在传统的 MgO 基磁性隧道结中已为多篇文献的实验结果所报道[29-30]。另外，值得注意的是，与图 1(a)，(b)不同，图 1(c)中出现了双 TMR 极值区域的现象。为了说明此现象，本文计算了 $T=50$ K 时，不同 Δ 下隧穿电导和 TMR 随着偏压变化的曲线图，结果如图 2 所示。从图 2(c)中可以看出，当 $\Delta=2$ eV 以及 $\Delta=3$ eV 时，TMR 随偏压变化的曲线仅出现一处峰值；而当 $\Delta=4$ eV 时，TMR 随偏压变化的曲线出现两处峰值。这是因为在偏压 $V_0\in1\sim3$ V 时，G_{AP} 处于振荡周期的谷区间，如图 2(b)所示。因此在该区间内，TMR 出现了一个峰值。此外，图 1(a)，(b)，(c)中 TMR 的最大相点分别对应于 $T=0$ K，$V_0=4.75$ V；$T=0$ K，$V_0=4.5$ V 以及 $T=0$ K，$V_0=4$ V 时，该结果表明，对于单层 MoS_2 隧穿层磁性隧道结，TMR 的最大相点所处的区域几乎不随半交换劈裂能 Δ 变化，即均处于极低温、高偏压区域。这说明，通常情况下单层 MoS_2 隧穿层的磁性隧道结更适于在低温、高偏压的物理条件下工作。因此单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结更适合应用于高功率环境下的低温器件。



(a)　Δ=2 eV　　(b)　Δ=3 eV　　(c)　Δ=4 eV

图 1　单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图

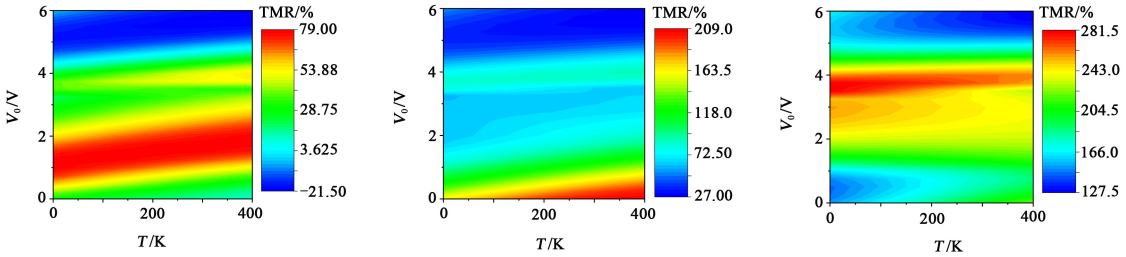


(a)　G_P-V_0　　(b)　G_{AP}-V_0　　(c)　TMR-V_0

图 2　$T=50$ K 时，不同 Δ 下单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 G_P，G_{AP} 和 TMR 随偏压的变化曲线

其次，本文计算了双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图，结果如图 3 所示。其中，势垒层厚度 $d=1.3$ nm，$v_0(\boldsymbol{K}_h)=3.24$ eV。此时，图 3(a)中 TMR 的最大相点位于 $T=50$ K，$V_0=1.25$ V，图 3(b)中 TMR 的最大相点位于 $T=400$ K，$V_0=0$ V，图 3(c)中 TMR 的最大相点位于 $T=0$ K，$V_0=3.5$ V。由此可知，对于双层 MoS_2 隧穿层磁性隧道结，TMR 的最大相点所处的区域随半交换劈裂能 Δ 的变化也发生较明显的变化。因此，通过调节铁磁电极的半交换劈裂能，可以使 TMR 的最大相点处于实际应用中所需要的温度、偏压区域。磁性隧道结具有存取速度快、功耗低的优点，所以在磁随机存储器等信息存储领域存在巨大的应用潜力。在上述应用背景下，磁性隧道结需在室温、低偏压下实现较高

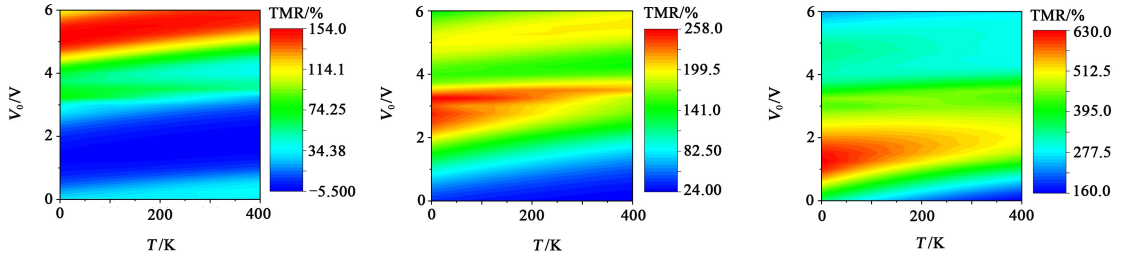
的 TMR。换句话说，TMR 最大相点的优化区域应位于室温、低偏压区域。由图 3 可知，$\Delta=3$ eV 的温度-偏压相图最有利于双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结在信息存储领域的实际应用。



(a) $\Delta=2$ eV (b) $\Delta=3$ eV (c) $\Delta=4$ eV

图 3 双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图

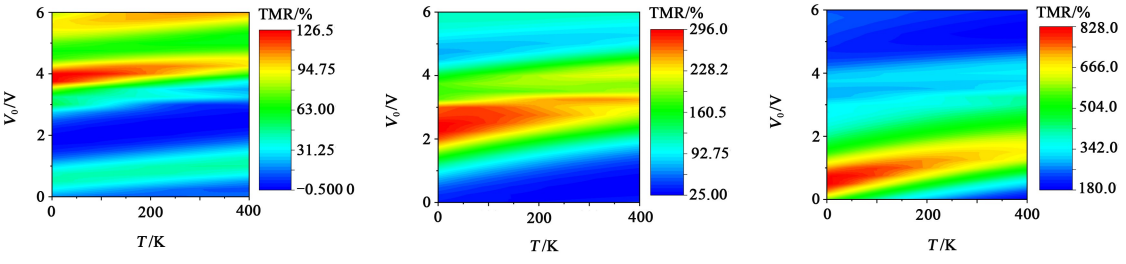
然后，本文计算了三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图，结果如图 4 所示。其中，$d=1.95$ nm，$v_0(\boldsymbol{K}_h)=2.94$ eV。此时，图 4(a)，(b)，(c)中 TMR 的最大值点分别位于 $T=20$ K，$V_0=5.25$ V；$T=0$ K，$V_0=3.25$ V 以及 $T=0$ K，$V_0=1.25$ V。由此可知，三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点所对应的温度均处于极低温。这说明，三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结更适合应用于低温器件。



(a) $\Delta=2$ eV (b) $\Delta=3$ eV (c) $\Delta=4$ eV

图 4 三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图

最后，本文计算了五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图，结果如图 5 所示。其中，$d=3.25$ nm，$v_0(\boldsymbol{K}_h)=2.78$ eV。此时，图 5(a)，(b)，(c)中 TMR 的最大值点分别位于 $T=0$ K，$V_0=3.75$ V；$T=0$ K，$V_0=2.25$ V 以及 $T=0$ K，$V_0=0.5$ V。由此可知，五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点所对应的偏压对半交换劈裂能 Δ 较敏感。这表明，通过调节铁磁电极的半交换劈裂能 Δ，可以使五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点位于不同的偏压区域，进而使五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结可以应用于各种功率强度的工作环境中。



(a) $\Delta=2$ eV (b) $\Delta=3$ eV (c) $\Delta=4$ eV

图 5 五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图

3 结论

本文基于光学衍射理论构建了适用于单晶势垒层磁性隧道结的理论模型。该理论模型将单晶势垒层视作周期性光栅，利用 Bethe 理论和双束近似方

法对隧穿电子波进行处理，充分地计入了隧穿电子的相干性，因此可以较好地解释单晶势垒层磁性隧道结的温度、偏压等物理特性。在该理论模型中，本文引入了 MoS_2 带隙大小的层数依赖性，进而计算了不同层数 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压相图。计算结果发现：不同层数的 MoS_2 势垒层磁性隧道结会展现出不同的温度-偏压特性。对于单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结，TMR 最大值点在相图中所处的区域与铁磁电极半交换劈裂能 Δ 基本无关，均出现在低温、高偏压区域，因此，单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结更适合应用于高功率环境下的低温器件。与单层 MoS_2 势垒层磁性隧道结不同，双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点所处的区域对铁磁电极半交换劈裂能 Δ 较敏感：当 $\Delta=2$ eV 时，TMR 最大值点位于低温、中偏压区域；当 $\Delta=3$ eV 时，TMR 最大值点位于室温、低偏压区域；当 $\Delta=4$ eV 时，TMR 最大值点位于极低温、高偏压区域。这表明，当 $\Delta=3$ eV 时，双层 MoS_2 势垒层磁性隧道结更适于在信息存储领域应用。三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点均处于低温下，所以三层 MoS_2 势垒层磁性隧道结更适合用做低温器件。五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结的 TMR 最大值点对应的偏压随 Δ 变化较明显，因此，通过调节铁磁电极的半交换劈裂能 Δ，可以使五层 MoS_2 势垒层磁性隧道结适用于不同功率的工作环境。本文的研究结果系统地分析了 MoS_2 势垒层磁性隧道结的温度-偏压特性，为 MoS_2 势垒层磁性隧道结的应用提供了理论指导。

参考文献：

[1] DeBrosse J, Gogl D, Bette A, et al. A high-speed 128-kb MRAM core for future universal memory applications[J]. IEEE J. of Solid-State Circuits, 2004, 39(4): 678-683.

[2] Joshi V K, Barla P, Bhat S, et al. From MTJ device to hybrid CMOS/MTJ circuits: A review[J]. IEEE Access, 2020, 8: 194105-194146.

[3] Wei H X, Qin Q H, Ma M, et al. 80% tunneling magnetoresistance at room temperature for thin Al—O barrier magnetic tunnel junction with CoFeB as free and reference layers[J]. J. of Appl. Phys., 2007, 101(9): 09B501.

[4] Tuan N A, Dung T T, Le Minh P. Electrical characteristics and Coulomb blockade in Co/Al_2O_3/NiFe MTJs[J]. J. of Magnetism and Magnetic Materials, 2006, 304(1): e321-e324.

[5] Djayaprawira D D, Tsunekawa K, Nagai M, et al. 230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions[J]. Appl. Phys. Lett., 2005, 86(9): 092502.

[6] Duluard A, Negulescu B, Bellouard C, et al. Fe/MgO/Fe (100) textured tunnel junctions exhibiting spin polarization features of single crystal junctions[J]. Appl. Phys. Lett., 2012, 100(7): 072408.

[7] Dayen J F, Ray S J, Karis O, et al. Two-dimensional van der Waals spinterfaces and magnetic-interfaces[J]. Appl. Phys. Rev., 2020, 7(1): 011303.

[8] Xu M, Liang T, Shi M, et al. Graphene-like two-dimensional materials[J]. Chemical Rev., 2013, 113(5): 3766-3798.

[9] Neto A H C, Guinea F, Peres N M R, et al. The electronic properties of graphene[J]. Rev. of Modern Phys., 2009, 81(1): 109-162.

[10] Molina-Sanchez A, Hummer K, Wirtz L. Vibrational and optical properties of MoS_2: From monolayer to bulk[J]. Surface Science Reports, 2015, 70(4): 554-586.

[11] Samy O, Zeng S, Birowosuto M D, et al. A review on MoS_2 properties, synthesis, sensing applications and challenges [J]. Crystals, 2021, 11(4): 355.

[12] Dolui K, Narayan A, Rungger I, et al. Efficient spin injection and giant magnetoresistance in Fe/MoS_2/Fe junctions[J]. Phys. Rev. B, 2014, 90(4): 041401.

[13] Piquemal-Banci M, Galceran R, Caneva S, et al. Magnetic tunnel junctions with monolayer hexagonal boron nitride tunnel barriers[J]. Appl. Phys. Lett., 2016, 108(10): 102404.

[14] Luan G P, Zhang P R, Jiao N, et al. Tunneling magnetoresistance based on a Cr/graphene/Cr magnetotunnel junction[J]. Chinese Phys. B, 2015, 24(11): 117201.

[15] Ganatra R, Zhang Q. Few-layer MoS_2: A promising layered semiconductor[J]. ACS Nano, 2014, 8(5): 4074-4099.

[16] Kumar P, Kumar A, Kaur D. Spin valve effect in sputtered FL-MoS_2 and ferromagnetic shape memory alloy based magnetic tunnel junction[J]. Ceramics International, 2021, 47(4): 4587-4594.

[17] Wang W, Narayan A, Tang L, et al. Spin-valve effect in NiFe/MoS_2/NiFe junctions[J]. Nano Lett., 2015, 15(8): 5261-5267.

[18] Dankert A, Pashaei P, Kamalakar M V, et al. Spin-polarized tunneling through chemical vapor deposited multilayer molybdenum disulfide[J]. ACS Nano, 2017, 11(6): 6389-6395.

[19] Fang H, Xiao M, Rui W, et al. Effects of temperature on the magnetic tunnel junctions with periodic grating barrier [J]. J. of Magnetism and Magnetic Materials, 2018, 465: 333-338.

[20] Fang H, Zang X, Xiao M, et al. Oscillations of tunneling magnetoresistance on bias voltage in magnetic tunnel junctions with periodic grating barrier[J]. J. of Appl. Phys., 2020, 127(16): 163902.

[21] Fang H, Xiao M, Rui W, et al. Magnetic coherent tunnel junctions with periodic grating barrier[J]. Scientific Reports, 2016, 6(1): 24300.

[22] Fang H, Xiao M, Zhong Y, et al. Magnetic tunnel junctions consisting of a periodic grating barrier and two half-metallic electrodes[J]. New J. of Phys., 2019, 21(12): 123006.

[23] 方贺男，孙星宇，吕涛涛，等. 单晶二维材料势垒层磁性隧道结温度效应的理论研究[J]. 河南师范大学学报(自然科学版)，2021，49(4)：39-46.
Fang Henan, Sun Xingyu, Lü Taotao, et al. Theoretical study on the effect of temperature in the magnetic tunnel junctions with single crystal 2D-material barrier[J]. J. of Henan Normal University (Natural Science Edi.), 2021, 49(4): 39-46.

[24] 吕涛涛，方贺男，吕　杰，等. 单晶二维材料势垒层磁性隧道结的偏压效应[J]. 电子元件与材料，2021，40(7)：683-688.
Lü Taotao, Fang Henan, Lü Jie, et al. The effect of bias voltage on the magnetic tunnel junction with single crystal 2D-material barrier[J]. Electronic Components and Materials, 2021, 40(7): 683-688.

[25] C.基泰尔. 固体物理导论[M]. 北京：化学工业出版社，2005：363-364.
Charles K. Introduction to Solid State Physics[M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2005: 363-364.

[26] Ataca C, Topsakal M, Akturk E, et al. A comparative study of lattice dynamics of three- and two-dimensional MoS_2[J]. The J. of Physical Chemistry C, 2011, 115(33): 16354-16361.

[27] Huang Y, Guo J, Kang Y, et al. Two dimensional atomically thin MoS_2 nanosheets and their sensing applications[J]. Nanoscale, 2015, 7(46): 19358-19376.

[28] Nishiguchi K, Castellanos-Gomez A, Yamaguchi H, et al. Observing the semiconducting band-gap alignment of MoS_2 layers of different atomic thicknesses using a $MoS_2/SiO_2/Si$ heterojunction tunnel diode[J]. Appl. Phys. Lett., 2015, 107(5): 053101.

[29] Kalitsov A, Zermatten P J, Bonell F, et al. Bias dependence of tunneling magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with asymmetric barriers[J]. J. of Phys.: Condensed Matter, 2013, 25(49): 496005.

[30] Komasaki Y, Tsunoda M, Isogami S, et al. 75% inverse magnetoresistance at room temperature in Fe_4N/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions fabricated on Cu underlayer[J]. J. of Appl. Phys., 2009, 105(7): 07C928.

作者简介：

刘　焱(1998—)，女，河南省新乡市人，硕士研究生，主要研究方向为自旋电子学；

方贺男(1984—)，男，黑龙江省哈尔滨市人，博士，副教授，主要从事凝聚态物理等方面的研究。