

Artículo original

Análisis teórico de la incidencia del vector de magnetización en el plano de la barrera sobre la TMR a temperatura cero

Theoretical analysis of the incidence of the magnetization vector in the barrier plane on TMR at zero temperature

© Julián A. Zúñiga^{1,2*}

¹Departamento de Física, Universidad del Cauca, Popayán, Colombia

²Instituto de Física La Plata (CONICET), Universidad Nacional de La Plata, Argentina

Resumen

En el presente trabajo se realiza un análisis teórico del transporte de espín en un heteroestructura tipo pseudoválvula de espín (PSV) conformada por dos ferromagnéticos (FM) separados por un semiconductor (SC). Para el SC se considera la banda de conducción en el punto Γ del espacio recíproco y el acoplamiento espín órbita (SOC); para los electrodos FM se tiene en cuenta la energía de intercambio interna (Δ_j) y una magnetización espontánea. Se obtuvo una expresión analítica para la probabilidad de transmisión en función del vector director magnetización (\mathbf{n}_j). Además, se calculó la magnetorresistencia por efecto túnel (TMR) a $T = 0$ K dependiente del espesor del SC mediante la fórmula de *Landauer-Büttiker* para un canal y se observa que esta obtiene su valor máximo cuando dirección \mathbf{n}_j (fijo) es paralelo al eje $[010]$. Además al aplicar el modelo fisicomatemático propuesto a la PSV Fe/SC/Fe, con SC como: GaAs, GaSb y InAs, se observó que el SOC *Dresselhaus* no contribuye a la TMR.

Palabras clave: TMR, Vector de magnetización, PSV

Abstract

In the present work a theoretical analysis of the spin transport in a pseudo spin valve (PSV) heterostructure formed by two ferromagnetic (FM) separated by a semiconductor (SC) is performed. For the SC, the conduction band at the Γ point of the reciprocal space and the spin-orbit coupling (SOC) are considered; for the FM electrodes, the internal exchange energy (Δ_j) and a spontaneous magnetization are taken into account. An analytical expression for the transmission probability as a function of the magnetization director vector (\mathbf{n}_j) was obtained. In addition, the tunneling magnetoresistance (TMR) at $T = 0$ K dependent on the SC thickness was calculated using the formula of *Landauer-Büttiker* for a channel and it is observed that it obtains its maximum value when the direction \mathbf{n}_j (fixed) is parallel to the $[010]$ axis. Moreover, when applying the proposed physicomathematical model to the Fe/SC/Fe PSV, with SC such as: GaAs, GaSb and InAs; it was observed that the SOC *Dresselhaus* does not contribute to the TMR.

Keywords: TMR, magnetization vector, PSV

Citación: Zúñiga JA. Análisis teórico de la incidencia del vector de magnetización en el plano de la barrera sobre la TMR a temperatura cero. Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. 47(185):785-794, octubre-diciembre de 2023. doi: <https://doi.org/10.18257/raccefyn.1898>

Editor: Jairo Roa Rojas

Correspondencia:

Julián A. Zúñiga;
jazuniga@unicauca.edu.co

Recibido: 28 de marzo de 2023

Aceptado: 9 de octubre de 2023

Publicado en línea: 9 de noviembre de 2023



Este artículo está bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-Compartir Igual 4.0 Internacional

Introducción

Las estructuras tipo PSV, formadas por una tricapa tipo electrodo/aislante/electrodo, donde los electrodos utilizados son metales ferromagnéticos o semiconductores magnéticamente diluidos (DMS) o semiconductores ferromagnéticos (FMS), han suscitado un gran interés para prototipos para el diseño de dispositivos espintrónicos debido a sus magnetorresistencias (MR) la cual se ha estudiado ampliamente (**Gani et al.**, 2020; **Kubota et al.**, 2019; **Kumar & Kumar**, 2022; **Takase et al.**, 2020). En particular si el aislante magnético es un SC se tiene una heteroestructura con unión de túnel magnético (MTJ). De ahí, que se estima la TMR (**Bunder**, 2007; **Saffarzadeh & Shokri**, 2006; **Shokri**, 2006; **Tao et al.**, 2004) mediante la fórmula de *Landauer-Büttiker*, en este caso para un canal a $T = 0$ K, la cual permite realizar una descripción del transporte electrónico para sistemas mesoscópicos (**Economou & Soukoulis**, 1981).

Para el cálculo teórico de la probabilidad de transmisión algunos autores como: **Slonczewski** (1989) y **Qi et al.** (1998), ha implementado el modelo a dos bandas que se relaciona con la energía de Δ_j de las capas FM la cual la definen como el producto escalar del campo molecular y el operador de espín de *Pauli*. Esta energía se fijan en la primera capa FM ($j = l$) paralela al eje cristalográfico [010], mientras que en la segunda capa FM ($j = r$) cambia de signo según si los espines son paralelos o antiparalelos; con barreras de potencial tipo rectangular y Delta Dirac, respectivamente. Eventualmente el modelo ha tenido variantes como en la descripción de la Δ_j al sustituir el campo molecular por una relación entre su magnitud y la energía del espín splitting de Zeeman (**Saffarzadeh & Shokri**, 2006; **Shokri**, 2006; **Tao et al.**, 2004). Además, de presentar el operador de espín de Pauli (**Ju et al.**, 2008; **Saffarzadeh & Shokri**, 2006; **Tao et al.**, 2004; **Yang et al.**, 1997) como el producto interno entre el vector director de magnetización y el vector de las matrices de Pauli (**Bunder**, 2007; **Kondo**, 2012; **Matos-Abiague & Fabian**, 2009), generando un sistema de ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*. Por otra parte, se puede observar que frecuentemente se emplea el espinor de rotación para diagonalizar los Hamiltonianos involucrados por el modelo a dos bandas (**Bunder**, 2007; **Qi et al.**, 1998; **Slonczewski**, 1989; **Tao et al.**, 2004), pero el trabajo de **Matos et al.** (2009) propone un espinor que se relaciona con la dirección \mathbf{n}_l y el que se forma entre \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r . Esto posibilita que el eje a lo largo del cual se definen las configuraciones paralela y antiparalela las rota hasta que el eje cristalográfico favorezca la magnetización.

En consecuencia, en este trabajo se presenta una expresión analítica a la probabilidad de transmisión en función de la dirección de los vectores directores de magnetización ubicados en el plano de la barrera y el *SOC Dresselhaus* y *Rashba*, a través del formalismo de **Matos et al.** (2009). Los análisis para la TMR se realizan con la PSV tipo Fe/SC/Fe donde observa que para un caso particular los resultados obtenidos no coinciden con los del trabajo **Kondo** (2012) para los semiconductores (SCs) de GaAs y GaSb.

Modelo Teórico

El estudio de la transmisión electrónica de espín se hace bajo los supuestos que el perfil de energía de potencial es una barrera rectangular delgada (1-4 nm) con una altura V_0 , talque $E_g/2 \leq V_0 < E_g$ donde E_g es la brecha de banda del SC (**Zenger et al.**, 2004), la dirección de tunelamiento es paralela al eje z y que el vector de onda en el plano de la barrera k_{\parallel} se conserva en toda la heteroestructura, permitiendo desacoplar el movimiento en el eje z de los otros grados de libertad espaciales.

Descripción de los Hamiltonianos

El Hamiltoniano para las regiones $z < 0$ o $z > a$, que correspondiente a las capas L_l y L_r , respectivamente, se define:

$$\hat{\mathcal{H}}_j = \left[\frac{\hbar^2}{2m_j^*} (k_{zj}^2 + k_{\parallel j}^2) \right] \hat{\mathbb{I}} - \frac{\Delta_j}{2} \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (1)$$

donde \hbar es la constante de Planck reducida, m_j^* es la masa efectiva en la capa L_j , $k_{\varepsilon j}$ con $\varepsilon = x, y, z$ es un operador definido como $k_{\varepsilon j} = -i\partial/\partial\varepsilon_j$, $k_{\parallel j} = (k_{xj}, k_{yj})$ es la magnitud del vector de onda en el plano de la barrera, $\hat{\mathbb{I}}$ representa la matriz identidad (2×2) y $\boldsymbol{\tau} = (\hat{\tau}_x, \hat{\tau}_y, \hat{\tau}_z)$ es el vector de las matrices de Pauli. El vector director de magnetización en el plano de la barrera es dado por $\mathbf{n}_j = (\sin\theta_j, \cos\theta_j, 0)$.

Por otro lado, el Hamiltoniano con SOC para la región $0 < z < a$ se describe como:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{\sigma}^s = & \left(\frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_{\sigma}^2 + V_{eff} \right) \hat{\mathbb{I}} + \gamma (\hat{\tau}_y k_{y\sigma} - \hat{\tau}_x k_{x\sigma}) k_{z\sigma}^2 \\ & + \alpha (\hat{\tau}_x k_{y\sigma} - \hat{\tau}_y k_{x\sigma}), \end{aligned} \quad (2)$$

donde σ denota cuando el espín $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm}$ es paralelo ($\sigma = \uparrow$ o 1) o antiparalelo ($\sigma = \downarrow$ o -1) a \mathbf{n}_l (ver Fig. 1), m_b^* es la masa efectiva en el SC, k_{σ} es el vector de onda del electrón en la barrera y $V_{eff} = V_0 + E_F$, con E_F como la energía de Fermi. Por último, γ y α son las constantes de SOC Dresselhaus y Rashba, respectivamente.

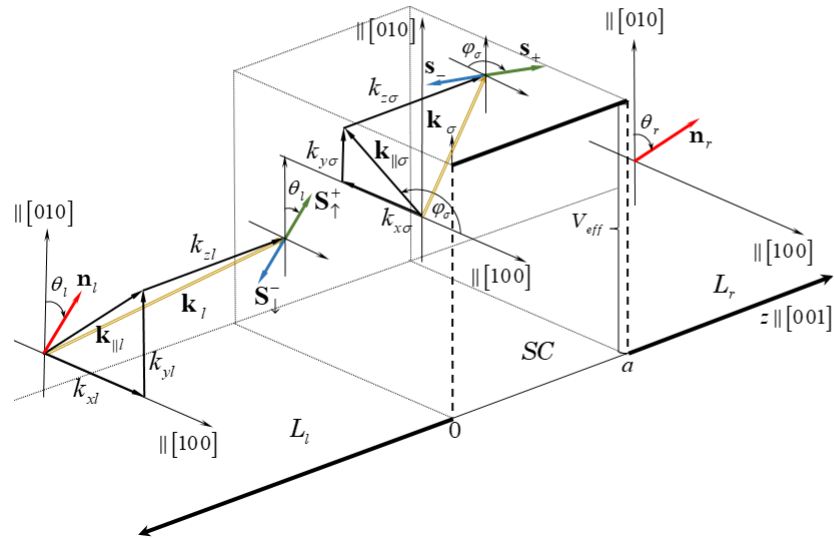


Figura 1. Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular, donde a indica el espesor del SC en la dirección de crecimiento de la heteroestructura $[001]$, \mathbf{n}_j el vector director de magnetización y $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm}$ el estado del espín. Además, $\mathbf{k}_j = (k_{\parallel j}, k_{zj})$ son los vectores de onda del electrón cuando incide en la barrera para $j = l$ y cuando se transmite $j = r$.

El Hamiltoniano $\hat{\mathcal{H}}_j$ se diagonalizan mediante el espinor

$$|\chi_{\sigma}^j\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma e^{-i\theta_j} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

En consecuencia, los autovalores de energía para las capas L_j es descrita por la expresión

$$E_{\sigma}^j = \frac{\hbar^2}{2m_j^*} k_j^2 - \sigma \frac{\Delta_j}{2} \cos\beta_j, \quad (4)$$

con $\beta_l = \theta_l$ y $\beta_r = \theta_l + \theta$, donde θ representa el ángulo que forman \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r . Mientras que el Hamiltoniano \mathcal{H}_σ^s tiene como autovalores de energía,

$$E_\sigma^s = \frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_\sigma^2 + V_{eff} + s\gamma k_\parallel k_{z\sigma}^2 + s\alpha k_\parallel \sigma \sin(2\theta_l), \quad (5)$$

con $s = \pm$, lo cual representa los estado del espín. Para el espín up “+” y el espín down “-” dado el SOC. Donde el espinor que diagonaliza el Hamiltoniano es (Perel’ *et al.*, 2003)

$$|\chi_\sigma^s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -s e^{-i\varphi_\sigma^s} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

considerando que φ_σ^s se relaciona con la dirección del \mathbf{n}_l mediante la expresión $\varphi_\sigma^s = \theta_l + s\sigma\frac{\pi}{2}$.

Solución a la ecuación de Schrödinger-Pauli

La ecuación de *Schrödinger-Pauli*, $\hat{\mathcal{H}}|\psi\rangle = E|\psi\rangle$ donde $\hat{\mathcal{H}}$ se define en términos de la función de paso $\Theta(z)$ como:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_l \Theta(-z) + \hat{\mathcal{H}}_\sigma^s \Theta(z) \Theta(a-z) + \hat{\mathcal{H}}_r \Theta(z-a), \quad (7)$$

tiene como solución la función de onda $|\psi\rangle$, que se puede desacoplar en una onda plana en la dirección $k_\parallel \sigma$ que se sustituye por k_\parallel modulada por una función de onda $|\phi_\sigma(z)\rangle$; esta última se define como el producto de una función periódica por su respectivo espinor. Es decir, $|\psi\rangle = e^{i\mathbf{k}_\parallel \cdot \mathbf{r}(x,y)} u_\sigma(z) |\chi\rangle$, donde $\mathbf{r}(x,y)$ es un vector en el plano de la barrera. Luego,

$$|\phi_\sigma(z)\rangle = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} e^{ik_\sigma^l z} |\chi_\sigma^l\rangle + \mathcal{R}_\sigma e^{-ik_\sigma^l z} |\chi_\sigma^l\rangle & si \quad z < 0 \\ \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_\sigma^s e^{i\rho_s z} + \mathcal{D}_\sigma^s e^{-i\rho_s z}) |\chi_\sigma^s\rangle \} & si \quad 0 < z < a, \\ \mathcal{T}_\sigma e^{ik_\sigma^r z} |\chi_\sigma^r\rangle & si \quad z > a \end{cases} \quad (8)$$

donde k_σ^j y ρ_s , representan la magnitud de los vectores de onda para los espines en las capas L_j y dentro de la barrera, respectivamente. En consecuencia,

$$k_\sigma^j(E_z, \beta_j, k_\parallel j) = \sqrt{\frac{2m_j^*}{\hbar^2} \left(E_z + \sigma \frac{\Delta_j}{2} \cos \beta_j \right) - k_\parallel j^2}, \quad (9)$$

$$\rho_s(E_z, \theta_l) = \sqrt{\frac{\frac{2m_b^*}{\hbar^2} (V_{eff} - E_z) + k_\parallel^2 + s \frac{2m_b^* \alpha}{\hbar^2} k_\parallel \sin(2\theta_l)}{1 + s \frac{2m_b^* \gamma}{\hbar^2} k_\parallel}}, \quad (10)$$

donde E_z es la energía cinética del electrón en la dirección z .

Probabilidad de transmisión y TMR

Los coeficientes \mathcal{R}_σ , \mathcal{C}_σ^s , \mathcal{D}_σ^s y \mathcal{T}_σ se determinan aplicando las condiciones de contorno en $z_l = 0$ y $z_r = a$. Es decir, $|\phi_\sigma^j(z_j)\rangle = |\phi_\sigma^s(z_j)\rangle$ y $\frac{1}{m_j^*} \frac{d|\phi_\sigma^j\rangle}{dz} \Big|_{z=z_j} = \frac{1}{m_b^*} \frac{d|\phi_\sigma^s\rangle}{dz} \Big|_{z=z_j}$. Luego, se obtiene:

$$\mathcal{C}_\sigma^s = \frac{\kappa_l}{2\sqrt{k_\sigma^l}} \frac{\rho_s + \kappa_r}{\eta_\sigma^s} \left[1 - i s \sigma e^{i(\varphi_\sigma^s - \theta_l)} \right] e^{-i\rho_s a}, \quad (11)$$

$$\mathcal{D}_\sigma^s = \frac{\kappa_l}{2\sqrt{k_\sigma^s}} \frac{\rho_s - \kappa_r}{\eta_\sigma^s} \left[1 - i s \sigma e^{i(\theta_\sigma^s - \theta_l)} \right] e^{i\rho_s a}, \quad (12)$$

con $\eta_\sigma^s = 2i(\kappa_l + \kappa_r)\rho_s \left[\cosh(\rho_s a) - i \frac{\kappa_l \kappa_r - \rho_s^2}{(\kappa_l + \kappa_r)\rho_s} \sinh(\rho_s a) \right]$ y $\kappa_j = \frac{m_b^*}{m_j^*} k_\sigma^j(E_z, \beta_j, k_{\parallel j})$. Además, el coeficiente de transmisión se define por la expresión:

$$\mathcal{T}_\sigma(E_z, \theta) = \frac{2i\kappa_l}{\sqrt{k_\sigma^s}} e^{-i(k_\sigma^s a + \frac{\theta_l}{2})} \cos\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \sum_{s=\pm} \left\{ \frac{\eta_\sigma^s}{\rho_s} \right\}^{-1}. \quad (13)$$

En consecuencia, la probabilidad de transmisión es dada por la expresión:

$$T_{\theta_l}^\sigma(E_z, k_{\parallel j}, \theta) = 4\kappa_l \kappa_r \cos^2\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \left| \sum_{s=\pm} \left\{ \frac{\eta_\sigma^s}{\rho_s} \right\}^{-1} \right|^2. \quad (14)$$

La TMR = $(G_P - G_{AP})/G_{AP}$, donde la conductancia G_P se presenta cuando $\mathbf{n}_l \parallel \mathbf{n}_r$ y la conductancia G_{AP} se da cuando $\mathbf{n}_l \nparallel \mathbf{n}_r$. De acuerdo a la fórmula de *Landauer-Büttiker* (LB) para $T = 0$ K (**Wimmer et al.**, 2009)

$$G_\iota = \frac{e^2 A_c}{(2\pi)^3 \hbar} \int_{k_1}^{k_2} dk_{\parallel j} T(k_{\parallel j}, \theta), \quad (15)$$

donde $\iota = P$, si $\theta = 0$ y para $\iota = AP$, $\theta = \pi$; A_c es el área de la sección transversal de la unión y $T(k_{\parallel j}, \theta) = T_{\theta_l}^\uparrow(E_F, k_{\parallel j}, \theta) + T_{\theta_l}^\downarrow(E_F, k_{\parallel j}, \theta)$ es el coeficiente de transmitividad.

Resultados y Discusión

La TMR para este trabajo se analiza considerando la PSV: Fe/SC/Fe a $T = 0$ K, con $k_{\parallel j} = k_{\parallel}$ y $k_1 = 0.1 \text{ nm}^{-1}$ hasta $k_2 = 0.4 \text{ nm}^{-1}$; para el Fe, $m_j^* = m_e$ (masa del electrón libre), $\Delta_j = 3.46 \text{ eV}$ y $E_F = 2.48 \text{ eV}$, estos dos últimos valores son calculados con los vectores onda en el nivel de *Fermi* para el espín up y down reportados experimentalmente por **Stearns** (1977). Las constantes SOC para los SC (III-V) tipo zincblenda: GaAs, GaSb y InAs son descritas en la tabla 1, la altura de barrera de los SCs es 0.75 eV (**Kondo**, 2012) para los dos primeros SCs y 0.32 eV (**Dakhlaoui et al.**, 2020; **Lu & Li**, 2010), para el último.

Tabla 1. Parámetros de masa efectiva normalizada por m_e , brecha de banda (**Fabian et al.**, 2007), constantes SOC *Dresselhaus* (**Perel' et al.**, 2003), excepto para GaAs se usa la reportada por **Kondo** (2012) y constantes SOC *Rashba* (**Dakhlaoui et al.**, 2020) para los SC de GaAs, GaSb y InAs.

	GaAs	GaSb	InAs
m_j^*/m_e	0.067	0.041	0.023
E_g (eV)	1.519	0.810	0.418
γ (eV·Å ³)	27.6	187	130
α (eV·Å)	0.0873	0.3	1.01

El término $R_\alpha = (2m_b^* \alpha / \hbar^2) k_{\parallel} \sin(2\theta_l)$ que se relaciona con el SOC *Rashba* no genera ningún cambio al vector de onda del electrón dentro de la barrera de potencial (ver expresión (10)), debido a que el término $R_\alpha = 0$, si $\theta_l = 0$ o $R_\alpha \ll 1$, si $\theta_l = \pi/4$ (ángulo del eje [110] que favorece la magnetización para el Fe (**Matos-Abiague & Fabian**, 2009), para los valores de α de la tabla 1.

De igual forma, se observa en la tabla 2, que el SOC *Dresselhaus* no genera cambios significativos, no obstante numéricamente se aprecia una disminución en la TMR cuando la

constante de SOC aumenta. El anterior efecto también se aprecia en la Fig.2 en donde se utiliza las fórmulas LB y VLB para el cálculo del TMR en función de la dirección del \mathbf{n}_l para la PSV Fe/GaSb/Fe, la cual según la tabla en mención muestra cambios más notorios respecto a los SCs GaAs e InAs; más no son relevantes, ya que es una disminución aproximadamente del 0.06% en el momento de tener en cuenta el SOC en discusión.

Tabla 2. Cálculo de la TMR a $\theta_l = 0$, empleando la fórmula LB, variando la constante de SOC Dresselhaus desde 0 hasta el valor definido para cada SC, a diferentes espesores. Para GaAs y GaSb la altura de barrera se considera de 0.75 eV, y para InAs de 0.32 eV.

a (nm)	GaAs		GaSb		InAs	
	0	27.6	0	187	0	130
2.0	0.19370	0.19366	0.24553	0.24493	0.16413	0.16410
2.5	0.19812	0.19807	0.25632	0.25572	0.19276	0.19270
3.0	0.19945	0.19940	0.26059	0.25997	0.21277	0.21270
3.5	0.19980	0.19975	0.26222	0.26157	0.22586	0.22579
4.0	0.19986	0.19980	0.26279	0.26211	0.23410	0.23402

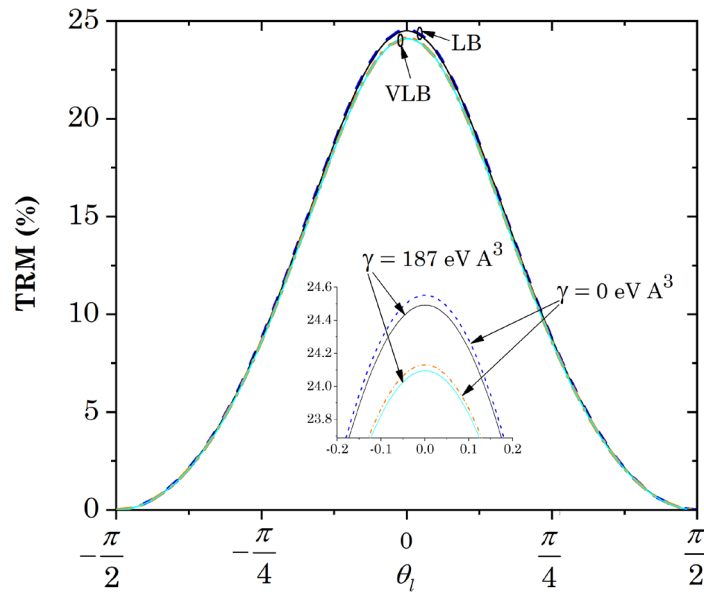


Figura 2. TMR (LB y VLB) en función de la dirección del \mathbf{n}_l para una PSV tipo Fe/GaSb/Fe donde la altura de la barrera es de 0.75 eV con $a = 2$ nm. Se aprecia una ampliación de la zona donde está el máximo TMR.

Por otro lado, en la Fig.3 se observa que la TMR alcanza su valor máximo cuando \mathbf{n}_l es paralelo al eje $[0 1 0]$, donde la PSV Fe/GaSb/Fe muestra mejor desempeño y es claro que la TMR baja cuando $\theta_l = \pi/4$ tal como se observa en la figura 4(b). Por otro lado, para $\theta_l = 0$, como caso particular, el modelo fisicomatemático presentado en este trabajo concuerdan con el trabajo **Kondo** (2012), excepto con la expresión (14) correspondiente a la probabilidad de transmisión que no se describe y que la conductancia es definida por una variante de la fórmula de *Landauer-Büttiker* (VLB) para $T = 0$ K (**Ferry & Goodnick**, 1997; **Kondo**, 2012). Es decir, $G_t = (e^2/\pi\hbar)T(k_{||j}, \theta)$ con $k_{||j}$ fijo.

En consecuencia, al observar la figura 4(a) la PSV Fe/GaAs/Fe (VLB) no muestra una TMR negativa aun considerando el SOC *Dresselhaus*, generando un discrepancia con el

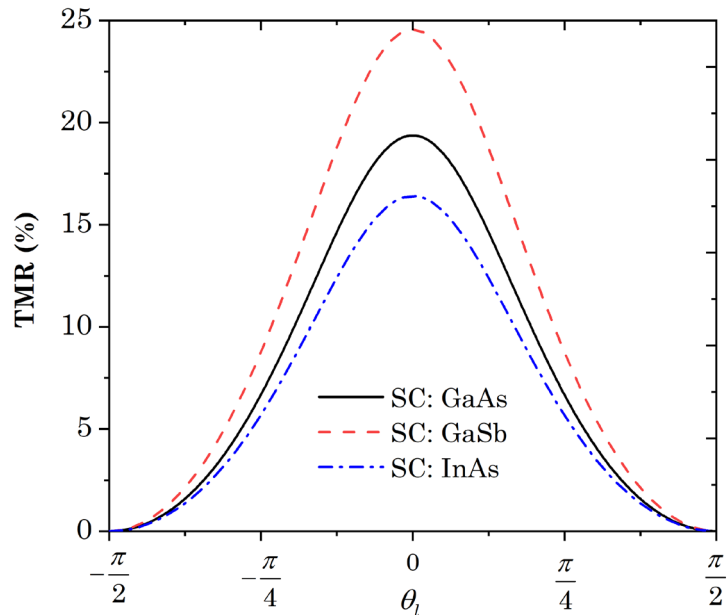


Figura 3. TMR (LB) en función de la dirección del \mathbf{n}_l para una PSV tipo Fe/SC/Fe donde la altura de la barrera los SCs GaAs y GaSb es de 0.75 eV y de 0.32 eV para InAs, con $a = 2$ nm

trabajo de **Kondo** (2012). En efecto, en el trabajo en mención la TMR converge a -60% a partir $a = 0.75$ nm al considerar SOC *Dresselhaus*, resultado respaldado respecto al signo negativo, más no el valor numérico, con el trabajo de **Zenger et al.** (2004) el cual usa campo magnético medido en *Teslas* y explica que la TMR negativa implican la supresión de la dispersión spin-flip o Zeeman-splitting en la barrera de túnel, pero ninguna de estas explicaciones es totalmente consistente con los datos. En tanto, en la figura 4(a) se tiene que la TMR se satura en un 19.6%, con $\gamma = 0$ o $\gamma = 27.6 \text{ eV} \cdot \text{Å}^3$. Valor que coincide con el resultado de **Kondo** (2012) para $\gamma = 0$, pero no para $\gamma = 27.6 \text{ eV} \cdot \text{Å}^3$. Por otro lado, el trabajo de **Autès et al.** (2010) indica que cuando se incluyen los orbitales *d* y, en particular, la interacción espín-órbita, la relación TMR se satura rápidamente con el espesor de GaAs a un valor bastante modesto de alrededor del 30% cuando el nivel de Fermi E_F se encuentra en el medio de la brecha de GaAs.

Adicionalmente, en el estudio de **Kondo** (2012) para la PSV Fe/GaSb/Fe se tiene que la TMR converge a 140% a partir de $a = 2.5$ nm, resultado que no coincide con el modelo propuesto ya que para ese espesor la TMR es del 25.23% (ver figura 4(a) VLB) debido a que la contribución del SOC no es apreciable según la tabla 2. Por otro lado, la figura 4(b) muestra que si la dirección de \mathbf{n}_l aumenta a $\theta_l = \pi/4$, la TMR baja sin cambiar la jerarquía vista en la figura 4(a) respecto al tipo de SC utilizado.

Conclusiones

Para el modelo físicomatemático propuesto en este trabajo no se aprecia que el SOC *Dresselhaus* y *Rashba* contribuya a la TMR, bien sea utilizando la fórmula LB o VLB. Lo cual no está conforme con el resultado de **Kondo** (2012) para el SOC *Dresselhaus* para la PSV Fe/SC/Fe con los SCs GaAs y GaSb. Pero la dirección de \mathbf{n}_l influye inversamente proporcional a la magnitud de la TMR de las pseudoválvulas de espín en estudio.

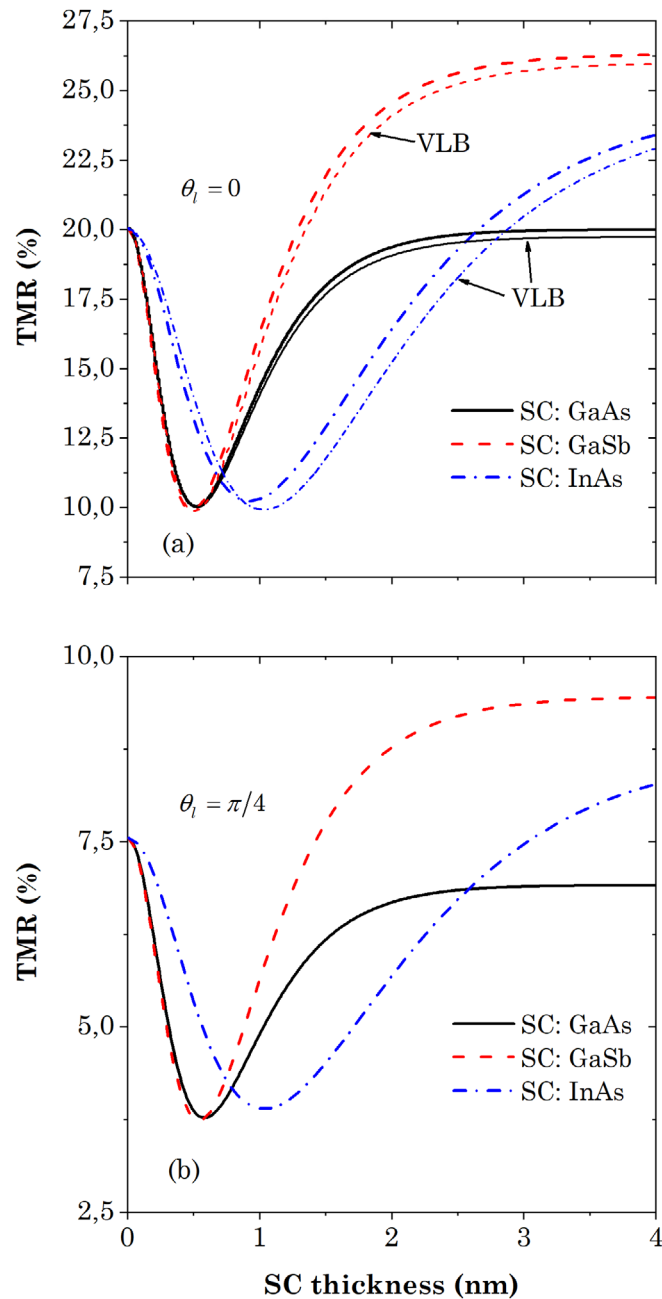


Figura 4. TMR calculado por la fórmula LB para un solo canal variando el espesor del SC, considerando una PSV tipo Fe/SC/Fe donde SC corresponde a GaAs, GaSb y InAs. En (a) se comparan la TMR calculada con la fórmula VLB ($k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$) a $\theta_l = 0$ y en (b) se presenta el cambio de la TMR cuando $\theta_l = \pi/4$

Agradecimientos

El autor agradece a la Maestría en Ingeniería Física de la Facultad de Ciencias Naturales, Exactas y de la Educación de la Universidad del Cauca por brindar el espacio y tiempo para el desarrollo de este trabajo. De igual manera, se agradece al Dr. Diego F. Coral Coral del departamento de física de la Universidad del Cauca por los aportes dados para el análisis de los resultados.

Contribución del autor

La concepción, redacción y enfoque de esta reseña corresponden al autor de esta contribución.

Conflicto de intereses

El autor declara que no hay ningún conflicto de intereses.

References

- Bunder, J. E.** (2007). Spin-polarized transport in dilute magnetic semiconductor tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 91(1), 092111/1–3.
- Dakhlaoui, H., Nefzi, M., Al-Shameri, N. S., Suwaidan, A. A., Elmobkey, H., Almansour, S., Alnaim, I.** (2020). Magnetic field effect on spin-polarized transport in asymmetric multibarrier based on InAs/GaAs/GaSb systems. *Physica B: Condensed Matter*, 597, 412403/1-7.
- Economou, E. N., Soukoulis, C. M.** (1981). Static conductance and scaling theory of localization in one dimension. *Physical Review Letters*, 46(9), 618-621.
- Fabian, J., Matos-Abiague, A., Ertler, C., Stano, P., Žutić, I.** (2007). Semiconductor Spintronics. *Acta Physica Slovaca*, 57(4), 1-343.
- Ferry, D. K., Goodnick, S. M.** (1997). *Transport in nanoestructuras* (First). Cambridge University Press.
- Gani, M., Shah, K. A., Parah, S. A., Misra, P.** (2020). Room temperature high giant magnetoresistance graphene based spin valve and its application for realization of logic gates. *Physical Letters A*, 384, 126171/1-8.
- Ju, S., Cai, T.-Y. Y., Guo, G.-Y., Li, Z.-Y.** (2008). Theory of tunneling magnetoresistance and tunneling electroresistance in Co/BiFeO₃/La₂/3Sr₁/3MnO₃ junctions. *Journal of Applied Physics*, 104, 053904/1-6.
- Kondo, K.** (2012). Spin transport in ferromagnet/semiconductor/ferromagnet structures with cubic Dresselhaus spin-orbit-interaction. *Journal of Applied Physics*, 111, 07C713/1-3.
- Kubota, T., Wen, Z., Takanashi, K.** (2019). Current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance effects using heusler alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 492, 165667/1–6.
- Kumar, M. Y., Kumar, S. G.** (2022). FeAl/MgO/FeAl MTJ with enhanced TMR and low resistance area product for MRAM: A first principle study. *Micro and Nanostructures*, 165, 207192/1-7.
- Lu, J.-D., Li, J.-W.** (2010). The effects of Dresselhaus and Rashba spin-orbit interactions on the electron tunneling in a non-magnetic heterostructure. *Applied Surface Science*, 256, 4027-4030.
- Matos-Abiague, A., Fabian, J.** (2009). Anisotropic tunneling magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance: spin-orbit coupling in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 79(1), 155303/1-19.
- Perel', V. I., Tarasenko, S. A., Yassievich, I. N., Ganichev, S. D., Belkov, V. V., Prettl, W.** (2003). Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier. *Physical Review B*, 67, 201304/1-3.
- Qi, Y., Xing, D. Y., Dong, J.** (1998). Relation between Julliere and Slonczewski models of tunneling magnetoresistance. *Physical Review B*, 55(5), 2783-2787.
- Saffarzadeh, A., Shokri, A. A.** (2006). Quantum theory of tunneling magnetoresistance in GaMnAs/GaAs/GaMnAs heterostructures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 305(1), 141-146.
- Shokri, A. A.** (2006). Angular dependence of tunneling magnetoresistance in magnetic semiconductor heterostructures. *The European Physical Journal B*, 50, 475-481.
- Slonczewski, J. C.** (1989). Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10), 6995-7002.
- Takase, K., Duc, L. A., Takiguchi, K., Tanaka, M.** (2020). Current-in-plane spin-valve magnetoresistance in ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb heterostructures with high Curie temperature. *Applied Physics Letters*, 117, 092402/1-5.

-
- Tao, Y. C., Hu, J. G., Liu, H.** (2004). Spin-polarized transport in diluted GaMnAs/AlAs/Ga MnAs ferromagnetic semiconductor tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 96(1), 498-502.
- Wimmer, M., Lobenhofer, M., Moser, J., Matos-Abiague, A., Schuh, D., Wegscheider, W., Fabian, J., Richter, K., Weiss, D.** (2009). Orbital effects on tunneling anisotropic magnetoresistance Fe/GaAs/Au junctions. *Physical Review B*, 80, 121301(R)1-4.
- Yang, X., Gu, R. Y., Xing, D. Y., Wand, Z. D., Jinming-Dong.** (1997). Tunneling magnetoresistance in ferromagnet/insulator/ferromagnet junctions. *International Journal of Modern Physics B*, 11(28), 3375-3384.
- Zenger, M., Moser, J., Wegscheider, W., Weiss, D.** (2004). High-field magnetoresistance of Fe/GaAs/Fe tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 96(4), 2400-2402.