



# Magnetorresistencia Gigante

Trabajo de Fin de Grado

Grado en Física

Autor: José Antonio García Romero

Tutores: Víctor López Flores y Joaquín Ramírez Rico

Septiembre 2020



# Índice

1. Introducción .....	1
2. Metodología .....	5
3. Fenómenos físicos .....	6
3.1 Magnetismo en capas finas .....	6
3.1.1 Anisotropía magnética .....	6
3.1.2 Exchange bias.....	7
3.1.3 Acoplamiento entre capas .....	9
3.2 Corriente en plano, perpendicular al plano y corrientes de espín .....	10
3.3 Magnetorresistencia gigante.....	14
3.4 Magnetorresistencia túnel .....	16
4. Spin-valves.....	19
4.1 Tipos de spin-valves .....	19
4.2 Materiales .....	22
4.2.1 Capas FM .....	22
4.2.2 Capa NM .....	24
4.2.3 Capa AFM.....	25
4.3 Técnicas de fabricación.....	25
5. Aplicaciones directas de la GMR .....	31
5.1 Lectores de discos duros.....	31
5.2 Memorias MRAM .....	33
5.3 Sensores .....	34
6. Conclusiones.....	37
Bibliografía.....	38

# 1. Introducción

El objetivo de este trabajo es hacer una revisión bibliográfica del fenómeno de la magnetorresistencia gigante (llamado a partir de ahora GMR por sus siglas en inglés), descubierto prácticamente de forma simultánea por Albert Fert y Peter Grünberg en 1988. Hoy en día, es un mecanismo utilizado en diversas industrias, desde informática hasta automovilística. Se dará una primera descripción de este y las mejoras que nos ha aportado, para luego poder estudiar la interacción magnética que hay detrás, y describir los principales métodos de síntesis de los dispositivos que usan este fenómeno.

Un electrón es un fermión (espín semientero), por lo que dos de ellos no pueden encontrarse en el mismo estado cuántico. En un material conductor, los electrones conductores son aquellos con energía próxima a la energía de Fermi, siendo su distribución de estados dependiente del espín, por lo que la corriente eléctrica podría verse afectada por ello. Para un material ferromagnético, existe además una gran diferencia en las poblaciones de los dos tipos de electrones (fig. 1).

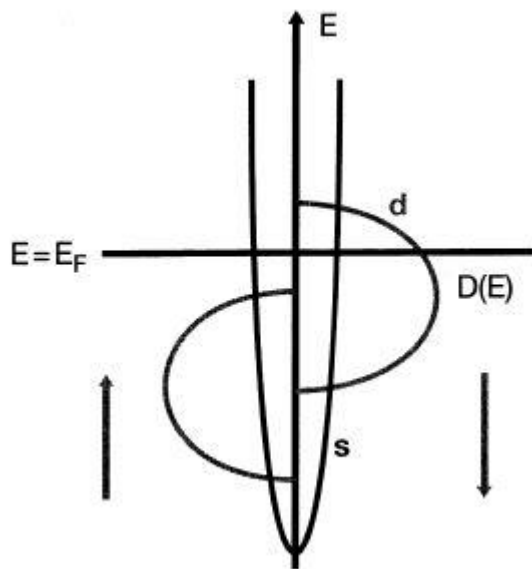


Fig. 1: densidad de estados electrónica para ambos valores del espín  $D(E)$  en función de la energía para metales de transición ferromagnéticos del periodo 4 (orbitales 4s y 3d),  $E_f$  es la energía de Fermi.

La resistividad se debe a la dispersión (*scattering*) de los electrones al moverse por el material, y depende de la orientación relativa del espín respecto a la magnetización local, de forma que la probabilidad de ser dispersado es menor cuando el sentido es el mismo, y mayor cuando es el contrario.

Esta es la base de la GMR, que es el cambio de la resistencia eléctrica en una estructura de capas donde se intercalan materiales ferromagnéticos (FM) con no magnéticos (NM), al variar un campo magnético externo [1][2].

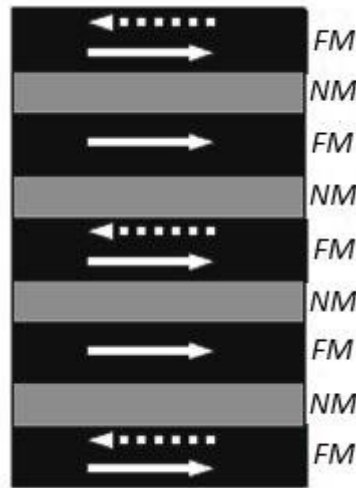


Fig. 2: estructura de capas con materiales ferromagnéticos (FM) y no magnéticos (NM), donde se pasa de un alineamiento antiparalelo (flechas discontinuas alternas con continuas) a uno paralelo (todas las flechas en sentido derecho).

La magnetorresistencia gigante fue descrita por primera vez en 1988 por A. Fert, en un experimento donde se depositaron capas de Fe de 30 Å y capas de Cr de diferentes espesores de forma alterna. Las capas ferromagnéticas se alinean antiparalelamente cuando el campo magnético externo es nulo. Al aplicar un campo externo, todas las capas tienden a alinearse paralelamente (Fig. 2). En el experimento de Fert, se midió la resistencia eléctrica de estos sistemas en función de la intensidad de campo magnético, para ambos sentidos, a una temperatura de 4.2 K.

El resultado se puede ver en la Fig. 3: para campo cero, la configuración es antiparalela (resistencia máxima); al aplicar el campo, las capas FM empiezan a alinear sus momentos magnéticos en la dirección del campo, y la resistencia disminuye; a partir del campo de saturación ( $H_S$ ), todas las capas de Fe tienen sus momentos alineados y la resistencia no varía [3].

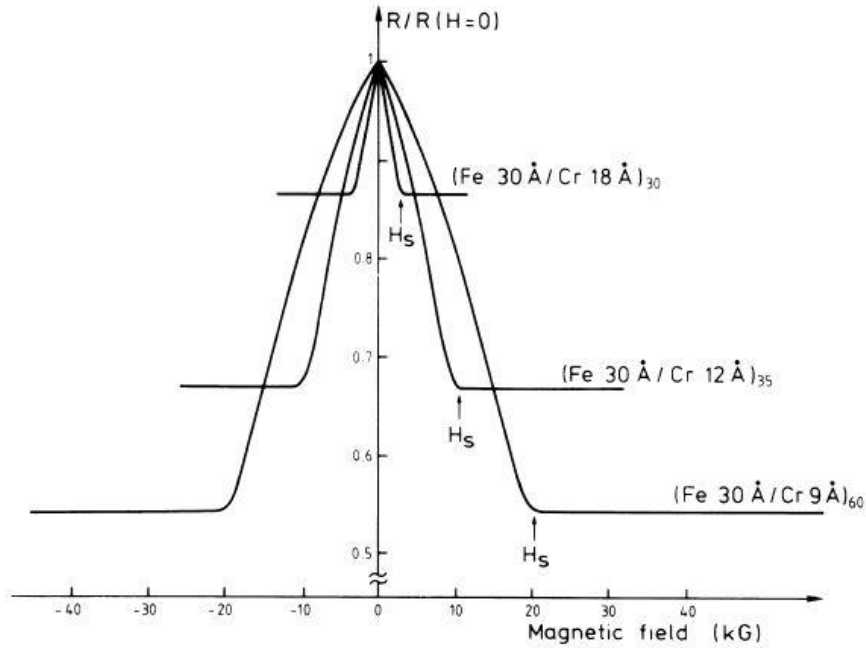


Fig. 3: magnetorresistencia para 3 estructuras de Fe/Cr a  $T=4.2K$ , donde el número después del material es el espesor de la capa, y el subíndice la cantidad total de las mismas. La corriente y el campo magnético se aplicaron en dirección  $[1\ 1\ 0]$ .

Aunque el descubrimiento fue simultáneo, P. Grünberg publicó los resultados en 1989. Cabe destacar que además de mostrar el ratio y una comparación con la magnetorresistencia anisotrópica (AMR por sus siglas en inglés), se habla de la posibilidad de aumentar la diferencia entre las resistencias añadiendo más capas. Además, se enfatiza en la importancia del espesor de la capa de Cr (1 nm), y las mediciones están hechas para corrientes en direcciones  $[1\ 0\ 0]$  y  $[1\ 1\ 0]$ , paralela y transversal al campo, respectivamente [4].

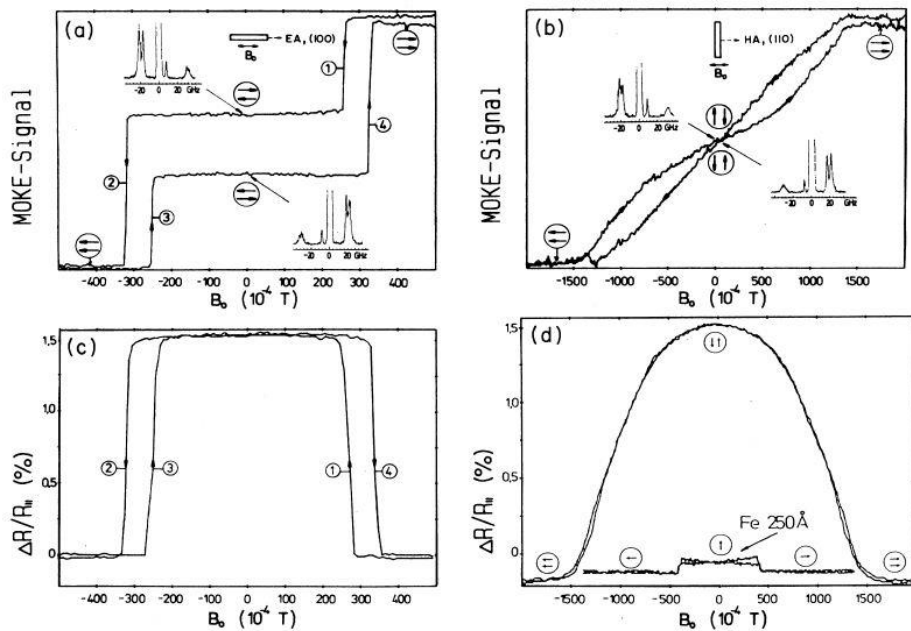


Fig. 4: (a) y (b) curvas de histéresis obtenidas por MOKE (magneto-optic Kerr effect), y (c) y (d) Incremento  $R/R_{\parallel}$  paralela, incluyendo en (d) una comparación con una lámina de Fe de 250 Å

Antes del descubrimiento de la GMR hubo un predecesor, la magnetorresistencia anisotrópica (AMR), cuyas diferencias principales son una menor ratio, que se produce en un solo material en vez de en estructuras de multicapas, y el origen del proceso, que en este caso se origina por la interacción magnética con las bandas de conducción, modificando la densidad de estados y dando por tanto una resistividad diferente.

Cabe destacar que los electrones de conducción vienen de la hibridación de los orbitales s y d, donde los últimos son anisotrópicos, y la banda de conducción es diferente en direcciones perpendicular y paralela al campo. También puede observarse que la resistencia se ve afectada al aplicar un pequeño campo tanto positivo como negativo (Fig. 5). Los lectores de discos duros emplearon este efecto desde 1990 hasta 1997, cuando fueron desplazados por los que se basaban en GMR [1].

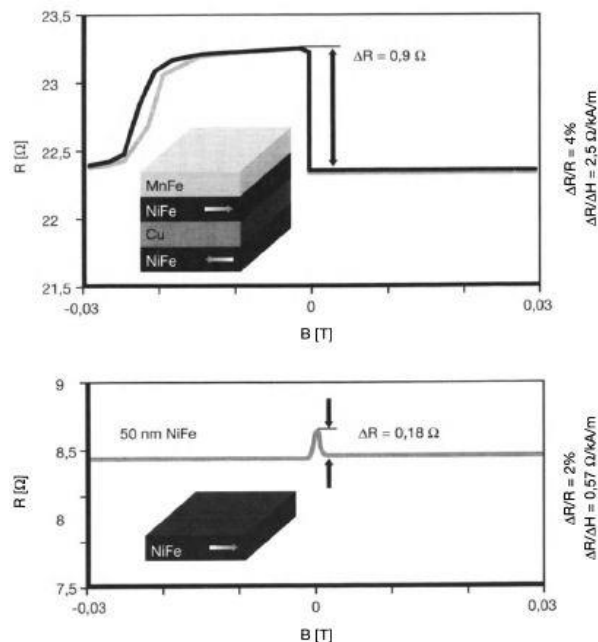


Fig. 5: comparación entre la resistencia y ratio frente al campo magnético para una estructura de multicapas (GMR) y una aleación (AMR).

Por último, existe una propiedad llamada magnetorresistencia colosal donde el cambio en la resistencia es aún más acentuado, pero tiene un origen físico distinto (se presenta solo en manganitas con estructura perovskita) y no está implementado en ningún dispositivo en la actualidad [5].

## 2. Metodología

El desarrollo de búsqueda de información de este Trabajo Fin de Grado se ha llevado a cabo realizando una búsqueda de información de forma gradual, investigando en primer lugar términos más generales y luego otros más específicos. Los artículos y libros empleados en esta revisión bibliográfica fueron obtenidos de bases de datos científicas como “Web of Science”, “Scopus”, “Science Direct” o “Google Scholar” entre otras. El acceso se ha realizado mediante la Universidad de Sevilla, disponiendo así de todo el material sin necesidad de visitar la biblioteca de la facultad, cuyo acceso ha estado restringido por la alarma sanitaria generada por el COVID-19.

Partiendo de las referencias [1] y [2] se encontraron en ellas artículos donde se profundizaba más en los contenidos teóricos, ofreciendo explicaciones más detalladas e información que no aparecía en esos textos originalmente. Para ampliar ese conocimiento se buscaron en las bases de datos antes mencionadas palabras claves como “giant magnetoresistance”, “magnetism in thin film”, “PVD”, “spin-valve”, “exchange bias”, “hard disc read head”, “thin film characterization” y “tunneling magnetoresistance”.

Se partió de una primera explicación de la GMR, para poder profundizar en los fenómenos magnéticos en los que se basa. Por simplicidad, algunos de ellos no han sido incluidos debido a que solo son apreciables bajo ciertas condiciones o porque se alejen del objetivo del trabajo (como el uso de semiconductores). A continuación, se hizo una búsqueda sobre los dispositivos basado en GMR, prestando especial atención a los materiales y técnicas de fabricación empleadas en la construcción de estos.

Al final de la bibliografía se encuentra una subsección para poder referenciar las imágenes que aparecen a lo largo del texto. Algunas de estas han sido modificadas levemente para que la nomenclatura fuera consistente con el texto y entre ellas, e incluso creadas desde cero con editores de imágenes.



## 3. Fenómenos físicos

### 3.1 Magnetismo en capas finas

#### 3.1.1 Anisotropía magnética

Se llama **anisotropía magnetocristalina** a la dependencia del momento magnético de un ferromagnético respecto a las direcciones cristalinas, es decir, existen direcciones energéticamente favorables para la magnetización. El origen de esta anisotropía es la interacción espín-orbita, que puede ser descrita desde un sistema de referencia fijo en los electrones de conducción de la forma

$$H_{so} = \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (1)$$

donde B es el campo magnético que sienten los electrones debido a la transformación de Lorentz del campo eléctrico producido por los átomos de la red, y S el momento de espín. Este término de interacción en el hamiltoniano puede reescribirse como

$$H_{so} = \xi(r) \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (2)$$

siendo  $\xi(r)$  una función proporcional al gradiente del potencial atómico. Para redes donde existe una alta simetría, se produce una hibridación de orbitales d que anulan el momento angular, por lo que podemos aplicar teoría de perturbaciones para calcular el momento magnético orbital y el incremento de energía. Para una aproximación bidimensional (una capa fina), se obtiene que el aumento de energía es siempre positivo, y que la magnetización en dirección paralela al plano es siempre mayor que perpendicular a él (dirección preferente de magnetización) [6].

La **anisotropía de forma** es aquella que se manifiesta al existir direcciones de menor tamaño que otras, y no se basa en la simetría de la red al contrario que la anisotropía magnetocristalina, por lo que es especialmente relevante al hablar de policristales y materiales amorfos. Para un policristal esférico todas las direcciones son equivalentes, de forma que no existe una dirección preferente de magnetización o desmagnetización. Si deformamos esa esfera, resulta más sencillo magnetizar el material en la dirección de mayor tamaño que en la de menor. La energía de magnetización es

$$E_m = -\frac{1}{2} \mu_0 \vec{H}_d \vec{M} \quad (3)$$

donde  $H_d$  es el campo desimanador y M la imanación, y puede reescribirse como

$$E_m = -\frac{1}{2}\mu_0 N_d M^2 \quad (4)$$

siendo  $N_d$  el tensor de desmagnetización  $\vec{H}_d = -N_d \vec{M}$ .

Por ejemplo, para un elipsoide con semieje mayor  $c$  y semiejes menores  $a$  (Fig. 6), y en el caso sencillo de un tensor diagonal, se puede descomponer  $M$  en las direcciones de esos ejes:

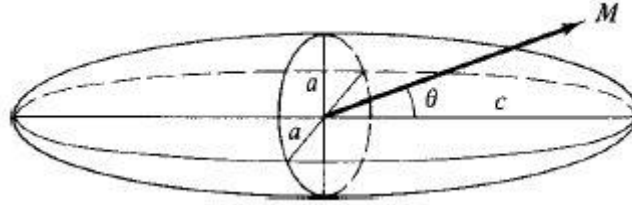


Fig. 6: elipsoide de semieje mayor  $c$  y semiejes menores  $a$ .

$$E_m = \frac{1}{2}\mu_0 [(M \cos\theta)^2 N_c + (M \sin\theta)^2 N_a] \quad (5)$$

donde  $N_c$  y  $N_a$  son los coeficientes desmagnetizadores en direcciones de  $c$  y  $a$ , respectivamente, y  $N_a > N_c$ . Reescribiendo el coseno en función del seno, obtenemos

$$E_m = \frac{1}{2}\mu_0 M^2 N_c + \frac{1}{2}\mu_0 M^2 (N_a - N_c) \sin^2 \theta \quad (6)$$

Esta energía se hace mínima cuando el ángulo vale cero, es decir, los momentos magnéticos tienden a orientarse en la dirección del semieje mayor. Para una lámina delgada, las direcciones de fácil magnetización son aquellas paralelas al plano. Además, en un monocristal, la anisotropía resultante es combinación de la magnetocristalina y de la de forma [7].

### 3.1.2 Exchange bias

La interacción de canje es la responsable del alineamiento de los momentos magnéticos, y para un sistema de espines interaccionantes viene descrita por el Hamiltoniano de Heisenberg

$$H_S = - \sum J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (7)$$

donde las  $J_{ij}$  son las constantes de acoplamiento de canje. Si despreciamos las interacciones que no sean entre primeros vecinos, queda:

$$H_S = -2J \sum \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} \quad (8)$$

Si  $J$  (constante de canje entre primeros vecinos) es positiva, se potencia un alineamiento paralelo de los espines (ferromagnetismo) mientras que si es negativo se favorece uno antiparalelo (antiferromagnetismo). Para una lámina delgada este acoplamiento depende enormemente del espesor (Fig. 7) [2].

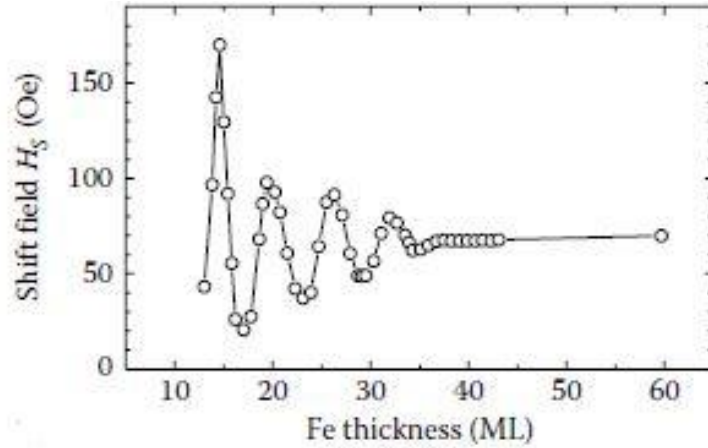


Fig. 7: campo de saturación frente al espesor de una lámina de Fe crecida sobre Ag a  $T=5K$ .

Un material antiferromagnético (AFM) se caracteriza por tener un momento magnético total nulo, pese a existir una ordenación a nivel microscópico cuando se encuentra por debajo de la temperatura de Néel ( $T_N$ ). Para una lámina delgada, se tiene que los dipolos magnéticos están orientados en la misma dirección en un mismo plano paralelo a la superficie o intercara, mientras que dos planos adyacentes poseen magnetizaciones en sentidos opuestos (Fig.8).

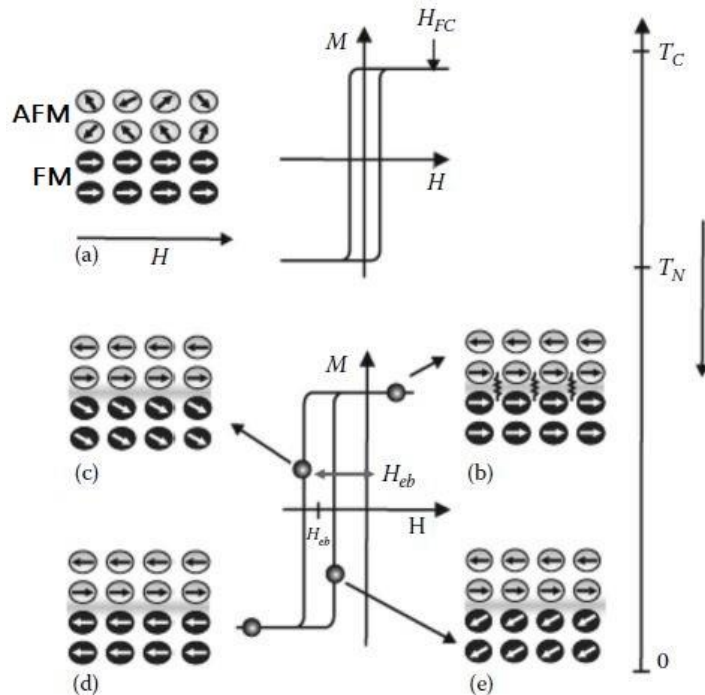


Fig. 8: enfriamiento de dos láminas de AFM y FM aplicando un campo externo

Si colocamos una lámina delgada de un material AFM sobre una de FM, a una temperatura inferior a  $T_C$  (temperatura de Curie) del FM pero superior a  $T_N$  (temperatura de Néel) del AFM, ambos materiales tendrán sus dipolos magnéticos “desordenados”. Aplicando un campo externo en la dirección del plano, el momento magnético del segundo se orientará en la dirección de este campo (situación (a) en la Fig. 8). Si se disminuye la temperatura por debajo de  $T_N$  el material AFM se “ordenará”, alineando el momento magnético de su última capa con el del material FM por interacción de canje (Fig. 8b). Si en esta situación se intenta cambiar la dirección de magnetización del material FM, ocurre que hay que vencer también la interacción entre el FM y el AFM, con lo cual se necesita más intensidad de campo externo para recorrer la primera rama del ciclo (Fig. 8c y 8d). Si se trata de volver a la situación inicial, en este caso la interacción FM – AFM favorece la reorientación de los momentos magnéticos de FM, con lo que se necesita una menor intensidad de campo externo para la segunda rama del ciclo (Fig. 8e). Esto resulta en un desplazamiento en el ciclo de histéresis del ferromagnético, como se observa en la Fig. 8. Este mecanismo es conocido como **Exchange Bias** (EB) [2] [8].

Para una estructura de láminas delgadas ferromagnéticas separadas por no magnéticas (FM/NM) donde las capas FM pueden cambiar o no la orientación de su magnetización de forma alterna, se habla de configuración antiparalela (AP) cuando los momentos magnéticos están alineados en sentidos contrarios, y configuración paralela (P) cuando todos están orientados en el mismo.

### 3.1.3 Acoplamiento entre capas

Al igual que la interacción de canje es la responsable del comportamiento ferromagnético o antiferromagnético de un material, existe una interacción entre dos capas FM separadas por un material NM conocida como **Interlayer Exchange Coupling**.

Esta interacción está relacionada con el acoplamiento oscilatorio, también conocido como interacción RKKY (Ruderman, Kittlerl, Kasuya and Yosida), que se da entre impurezas magnéticas en un material no magnético. El *interlayer exchange coupling* en cambio, tiene su origen en los electrones de la lámina espaciadora, y puede producir tanto un comportamiento ferromagnético como antiferromagnético entre las capas FM [9].

### 3.2 Corriente en plano, perpendicular al plano y corrientes de espín

En las medidas de la magnetorresistencia, la dirección de la corriente eléctrica es relevante, ya que no se obtiene la misma variación en la resistencia si la intensidad de corriente está dirigida paralela a la magnetización de las capas (*current in plane*, CIP) o perpendicular a esta (*current perpendicular to plane*, CPP). También es posible que la corriente forme un ángulo con la magnetización, pero por simplicidad nos centraremos en estos dos casos límites.

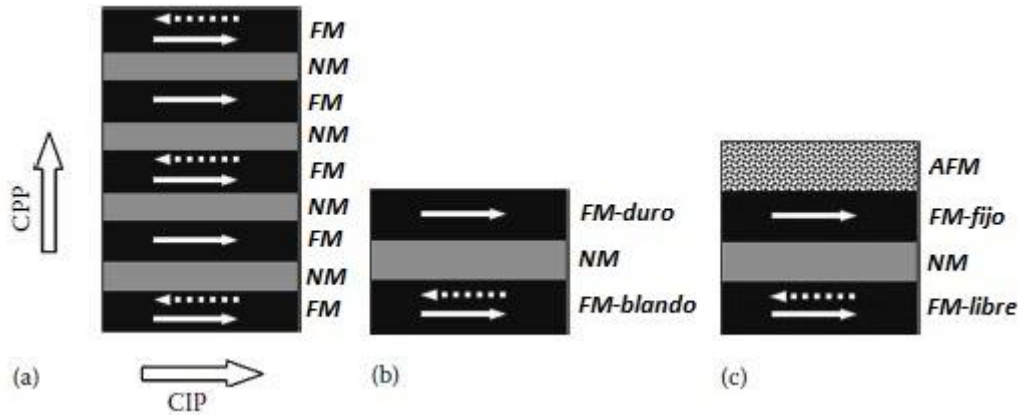


Fig. 9: CIP y CPP para (a) series de capas de FM/NM de acoplamiento dipolar magnético; (b) capas de FM duro/NM/FM blando; (c) FM interespaciados por un NM con la primera capa fija debido al Exchange Bias.

Para cualquiera de estas dos corrientes, se define el ratio de magnetorresistencia (MR) como

$$MR = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \quad (9)$$

donde  $R_{\uparrow\downarrow}$  es la resistencia en configuración antiparalela y  $R_{\uparrow\uparrow}$  en configuración paralela. Supondremos que la primera es siempre mayor que la segunda, por lo que este cociente se define positivo. Lo contrario solo ocurre para capas FM de materiales distintos, donde la resistencia de una difiere mucho de la otra.

El recorrido libre medio ( $\lambda$ ) es la distancia que recorre un electrón antes de sufrir dispersión por fonones o por las imperfecciones de la red. Podemos relacionarlo con la conductividad del modelo de Drude aplicando conceptos de física cuántica, obteniendo un desarrollo semi clásico. La conductividad en el modelo de Drude viene expresada por

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_e} \quad (10)$$

donde  $n$  es la densidad de electrones en el metal,  $e$  la carga del electrón,  $\tau$  el tiempo de relajación (o tiempo entre colisiones) y  $m_e$  la masa del electrón. Sabiendo que los electrones se distribuyen en una esfera de Fermi de radio

$$k_F^3 = 3\pi^2 n \quad (11)$$

que se desplazan con una velocidad

$$v_F = \frac{k_F \hbar}{m_e} \quad (12)$$

y que el tiempo de relajación se relaciona con el recorrido libre medio a través de  $\tau = \lambda/v_F$  obtenemos:

$$\sigma = \frac{2e^2 k_F^2}{3\pi h} \lambda \quad (13)$$

donde  $k_F$  y  $\lambda$  dependen del metal. El recorrido libre medio, a su vez, también depende de la orientación del espín. Esto se debe a que los electrones son dispersados o por fonones, o por defectos de la red. En este proceso de dispersión también influye el número de estados accesibles para los electrones dispersados, que depende de la orientación del espín (Fig.10). Se llaman portadores minoritarios a los electrones con más estados accesibles (mayor probabilidad de dispersión), que son los que poseen un espín con alineación contraria a la magnetización, teniendo una menor conductividad. Los portadores mayoritarios son los que, por el contrario, tienen un espín orientado en el sentido de la magnetización, un menor número de estados accesibles y por tanto menor probabilidad de ser dispersado, es decir, mayor conductividad. De esta forma, los portadores mayoritarios poseen un mayor recorrido libre medio que los minoritarios [2].

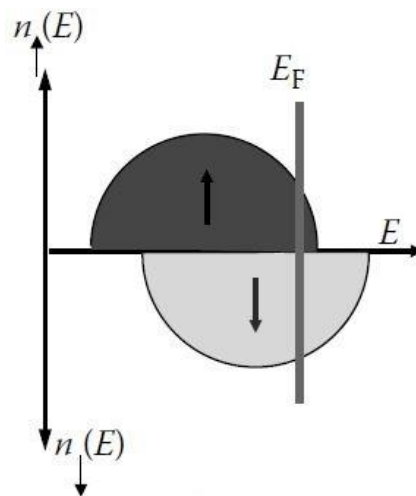


Fig. 10: densidad de estados frente a energía para portadores mayoritarios (espín positivo, hacia arriba) y portadores minoritarios (espín negativo, hacia abajo).

Como este proceso depende de la magnetización local, la trayectoria seguida por los electrones adquiere una gran importancia, y es la principal explicación a por qué el ratio obtenido para una CIP es menor que el obtenido para una CPP (Fig.11). Si la intensidad recorre los planos en dirección perpendicular a los mismos, todos los electrones atraviesan todas las capas, en cambio, si la intensidad se encuentra en una dirección paralela, indudablemente una parte de los electrones pasará a través de varios materiales, pero no es posible afirmar que todos lo hagan [10].

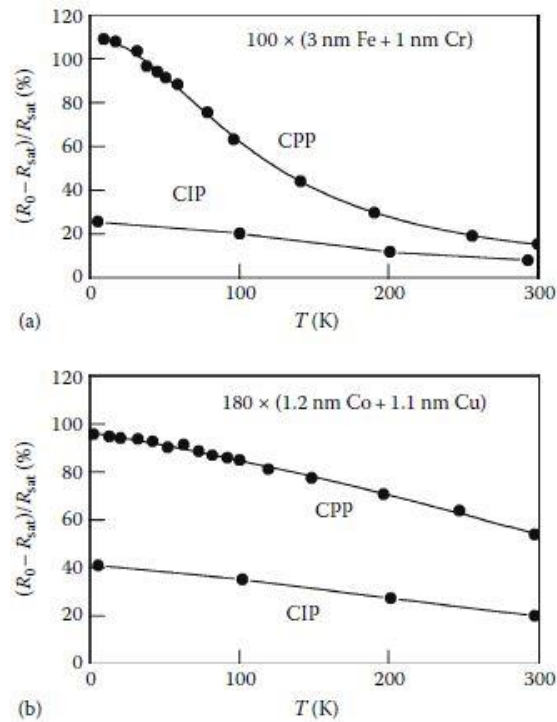


Fig. 11: ratio MR en CIP y CPP en función de la temperatura para (a) 100 capas de Fe/Cr; (b) 180 capas de Co/Cu.

Por otro lado, este recorrido libre medio es del orden de las decenas de nanómetros, siendo posible que para una CPP sea menor que el espesor total de una estructura con un número reducido de capas. En este caso, en las intercaras donde los electrones pasan de un material a otro existe una probabilidad de reflexión y transmisión.

Supongamos una estructura de 3 capas (FM/NM/FM), que puede ser representada por un pozo cuadrado finito para una corriente de electrones que se desplaza de izquierda a derecha (Fig. 12a). El potencial al que están sometidos los electrones en las regiones FM depende de la orientación relativa del espín respecto de la magnetización local: la energía de los estados con

espín paralelo a la magnetización es menor respecto a los de espín antiparalelo (Fig. 12b). Para una onda viajera con energía  $E_F$  que se encuentra con una intercara donde el potencial cambia de  $V_1$  a  $V_2$  siendo  $V_2 > V_1$ , se obtiene que parte de la onda se transmite y parte se refleja, siendo los coeficientes de reflexión y transmisión:

$$R = \left( \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \quad (14)$$

$$T = \frac{4 k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} \quad (15)$$

Donde

$$k_1 = \frac{\sqrt{2m_e(E_F - V_1)}}{\hbar} \quad (16)$$

y

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m_e(E_F - V_2)}}{\hbar} \quad (17)$$

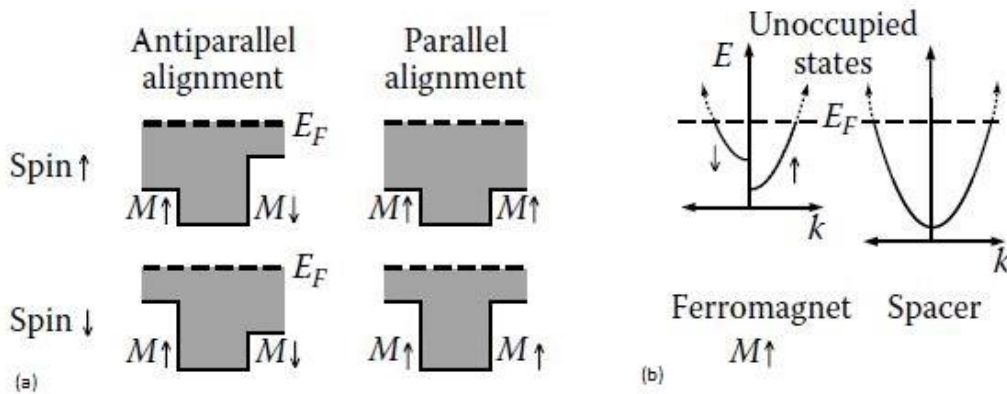


Fig. 12: (a) modelo de pozo cuadrado dependiente del espín (arriba positivo, abajo negativo), y del alineamiento de los momentos de las capas FM, donde la región gris representa los estados ocupados. (b) energía en función de  $k$  para espines positivos y negativos. Material ferromagnético a la izquierda y no magnético a la derecha (independiente del espín).

Si  $V_1$  es el potencial de la región NM y  $V_2$  el del segundo FM, el primero es independiente del espín mientras que el segundo depende de este, obteniéndose dos valores distintos del coeficiente de transmisión en función de la orientación relativa del espín y el segundo FM. Un coeficiente de reflexión cercano a 0 ( $k_1 \approx k_2$ ) se traduce en una baja interacción con la intercara, es decir, una resistencia baja. Por el contrario, un coeficiente de reflexión cercano a 1 conlleva una alta resistencia.



Esta interacción en las intercaras suele ser despreciada salvo a baja temperatura, debido a que la dispersión por fonones es un fenómeno dependiente de esta y permite explicar que se mida resistencia cuando el recorrido libre medio es mayor que el espesor total de la estructura multicapas. Además, adquiere una gran importancia a la hora de hablar de longitud de difusión de espín ( $l_{sf}$ ), que es la distancia que recorre un electrón antes de cambiar su espín (spin-flip en inglés) al sufrir una dispersión, y depende del metal, de su pureza, y de la temperatura. Como esta longitud suele ser mayor que el recorrido libre medio (450  $\mu\text{m}$  para el aluminio a  $T=4\text{K}$ ), es posible despreciar este spin-flip para una medida CIP, donde la variación del ratio depende directamente con  $\lambda$ . En cambio, para una medida CPP los electrones interactúan con la interfaz, existiendo una probabilidad de cambio de espín [11].

El spin-flip conlleva que las corrientes de electrones con distinto espín no puedan considerarse independientes. Por simplicidad, en los modelos se suele despreciar este fenómeno.

### 3.3 Magnetorresistencia gigante

Supongamos que tenemos una estructura de 3 capas (FM/NM/FM) en la que podemos cambiar a voluntad la orientación relativa de la magnetización de las capas FM, es decir, mantener una fija y modificar la otra aplicando un campo externo, obteniéndose así dos posibles configuraciones: paralela cuando el sentido sea el mismo y antiparalela cuando sea el contrario.

Por esta estructura se hace pasar una corriente eléctrica (con portadores mayoritarios y minoritarios de espín), de forma que atraviese todas las capas (CPP). El modelo de Mott [12] propone que la conductividad en metales de transición viene descrita por dos corrientes independientes de electrones con espín positivo y negativo, respectivamente, y se va a suponer que en el proceso de dispersión se va a conservar el espín, es decir, que la longitud de difusión de espín es suficientemente alta como para despreciar su efecto. De esta forma, la resistencia final de cada configuración del sistema puede calcularse teniendo en cuenta las resistencias de cada tipo de electrón en cada una de las capas FM, según la alineación de su espín respecto a la magnetización. Esto se conoce como *two spin-channel* (dos canales de espín), y se puede modelar con un circuito de resistencias en serie y paralelo, como se muestra en la Fig. 13.

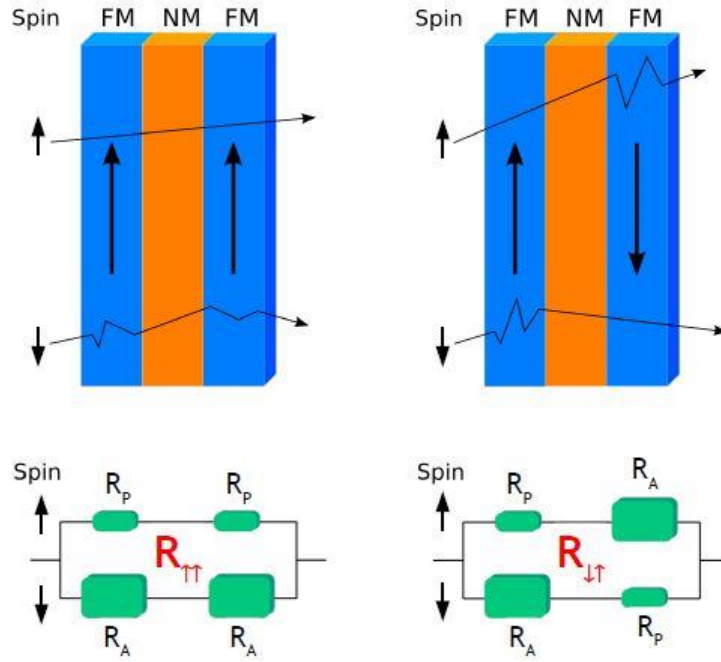


Fig. 13: Modelo de resistencias en serie con configuración paralela a la izquierda, y antiparalela a la derecha.

Se observa que los electrones cuyo espín está alineado con la magnetización local presentan una menor dispersión y, por lo tanto, una menor resistencia ( $R_P$ ), mientras que aquellos con espín contrario a la magnetización presentan procesos de dispersión (cambio de trayectoria) y una resistencia mayor ( $R_A$ ). Para ambas configuraciones, es posible obtener la resistencia total como:

$$\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{1}{R_P + R_P} + \frac{1}{R_A + R_A} \quad (18)$$

$$\frac{1}{R_{\downarrow\uparrow}} = \frac{1}{R_P + R_A} + \frac{1}{R_A + R_P} \quad (19)$$

Y obtener el ratio:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\downarrow\uparrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{(R_P - R_A)^2}{4R_P R_A} > 0 \quad (20)$$

Que siempre es positivo. En el caso de que la resistencia  $R_P$  tienda a cero (baja temperatura y bajo número de impurezas), esta expresión diverge.

En un modelo un poco más complejo, es posible añadir una resistencia a cada canal que refleje la transmisión dependiente del espín en las intercaras (solo para CPP), siendo esta:

$$R_{NM/FM} = \frac{h}{e^2 T_{NM/FM}} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\Gamma_{NM}} - \frac{1}{\Gamma_{FM}} \right) \quad (21)$$

Donde  $T_{NM/FM}$  es el coeficiente de transmisión que depende del espín, al pasar del metal NM al FM y  $\Gamma_{NM}$  y  $\Gamma_{FM}$  las conductancias de esos materiales<sup>[2]</sup>. Como el coeficiente de transmisión solo tiene dos valores posibles, se puede obtener una nueva expresión del ratio llamando  $R_{TP}$  y  $R_{TA}$  a las resistencias obtenidas del paso por una intercara con magnetización paralela o antiparalela al espín, respectivamente:

$$\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{1}{R_P + R_{TP} + R_P} + \frac{1}{R_A + R_{TA} + R_A} \quad (22)$$

$$\frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} = \frac{1}{R_P + R_{TA} + R_A} + \frac{1}{R_A + R_{TP} + R_P} \quad (23)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{(R_P - R_A)^2 + R_{TA}(R_A - 2R_P) + R_{TP}(R_P - 2R_A)}{4R_P R_A + 2R_P R_{TA} + 2R_A R_{TP} + R_{TP} R_{TA}} \quad (24)$$

Se puede observar que en el caso límite de alta temperatura donde es posible despreciar  $R_{TP}$  y  $R_{TA}$ , se obtiene la ecuación (20), mientras que en el caso límite de baja temperatura e impurezas ( $R_P \rightarrow 0$ ) la expresión no diverge:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_A^2 + R_A(R_{TA} - 2R_{TP})}{R_{TP}(R_{TA} + 2R_A)} \quad (25)$$

Este tipo de estructura, donde obtenemos configuraciones paralela y antiparalela al aplicar un campo magnético externo, se llama válvula de espín (*spin-valve*, SV) porque permite modificar la resistencia eléctrica (como un “interruptor”) mediante el uso del espín del electrón.

### 3.4 Magnetorresistencia túnel

La magnetorresistencia túnel (TMR) es una variación de la GMR, ya que parte de los mismos conceptos de dispersión respecto a la magnetización local para las capas FM, pero produce un ratio mayor al cambiar la capa no magnética por un aislante, de forma que los electrones atraviesan esta barrera por efecto túnel (Fig.14).

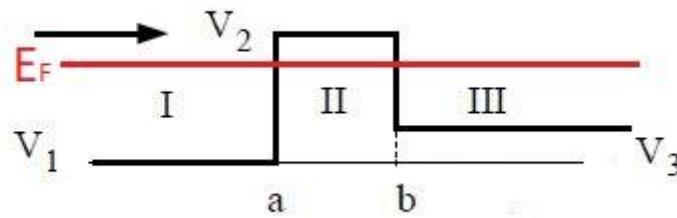


Fig. 14: barrera de potencial con zonas clásicamente permitidas (I y III) y prohibidas (II). Los potenciales  $V_1$  y  $V_3$  son dependientes del espín.

Esta estructura solo es posible para CPP y la capa intermedia adquiere una mayor importancia que antes, ya que dependiendo de su simetría cristalina permite o no el paso de distintas corrientes de espín [13]. Esta dependencia con el aislante conlleva una menor importancia de la temperatura del sistema (siempre que se sea inferior a la  $T_C$  de los FM).

Tanto en la configuración paralela como en la antiparalela, la capa intermedia puede impedir el paso de los portadores minoritarios, si no llegan con energía suficiente a la barrera como para atravesarla. Para la primera configuración, los portadores mayoritarios alcanzan el segundo FM con una baja probabilidad de dispersión (aunque existe probabilidad de reflexión). En la configuración antiparalela, el potencial  $V_3$  (segundo FM) es mayor que en el caso anterior, de forma que el número de portadores mayoritarios que llegan a esta capa es menor además de que son dispersados por esta, obteniendo un gran aumento de la resistencia.

Para la configuración paralela, se obtiene una corriente polarizada de espín, es decir, los electrones que atraviesan toda la estructura son principalmente los que tienen su espín alineado con la magnetización de los FM. Aquí la resistencia es mucho menor en comparación con la obtenida en la configuración antiparalela, obteniendo un ratio cercano al 200% a temperatura ambiente (Fig.15), aunque hoy en día se ha superado el 600% [14]. Esto permite, además, una reducción en el tamaño debida a la alta sensibilidad que puede alcanzarse, empleando este fenómeno como sustituto de la GMR.

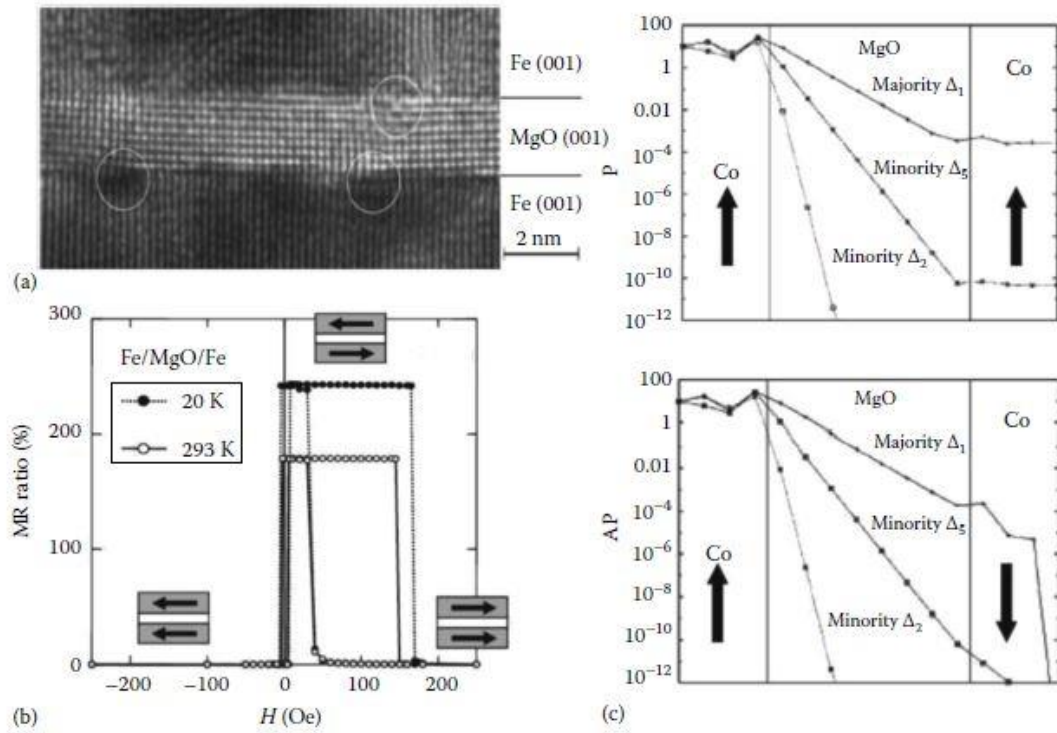


Fig. 15: Magnetorresistencia túnel con una barrera de MgO. (a) Imagen obtenida mediante microscopio electrónico de Fe/MgO/Fe. (b)  $MR=(R_{max}-R_{min})/R_{min}$  para esa unión de materiales. (c) Esquema de la TMR donde se ilustra cómo varía la corriente de portadores mayoritarios y minoritarios en las configuraciones paralela (P) y antiparalela (AP).

## 4. Spin-Valves

### 4.1 Tipos de Spin-Valves

Existen tres tipos fundamentales de *Spin-Valves* (SV), dependiendo de cómo se obtenga la configuración antiparalela de las capas FM (la paralela siempre se alcanza aplicando un campo externo). El primero se conoce como SV de acoplamiento antiferromagnético; el segundo emplea dos ferromagnéticos de diferente coercitividad, es decir, un FM blando y un FM duro, siendo este último el que se encuentra “fijo”; y el tercero se basa en el *exchange bias*. Existen otros como el de configuración granular (Fig. 16), pero no ofrecen ventajas respecto a las anteriores.

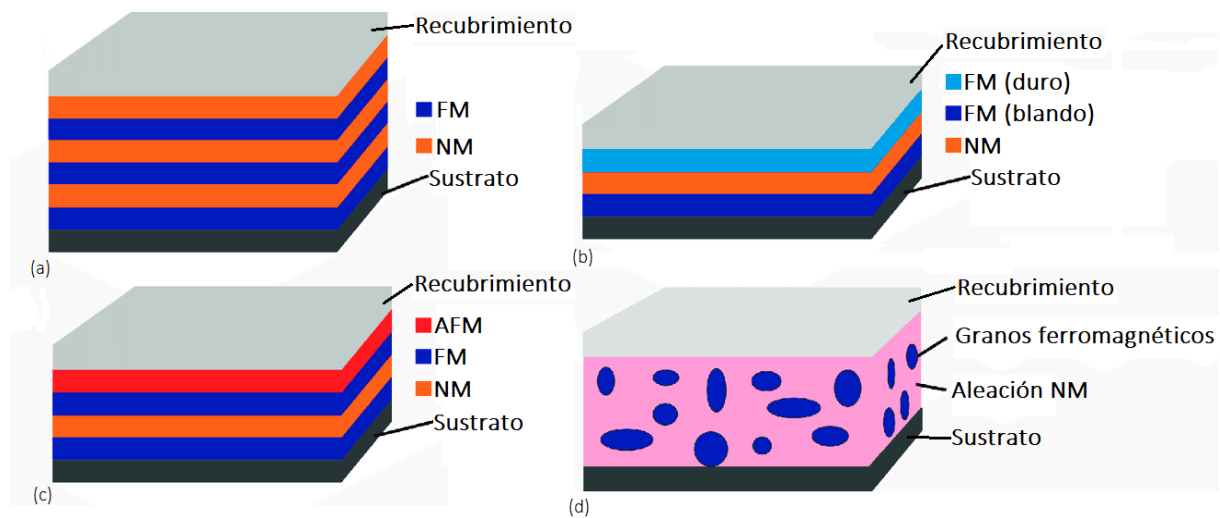


Fig. 16: tipos de SV: (a) Acoplamiento antiferromagnético; (b) FM con diferente coercitividad; (c) Exchange bias; y (d) aleación NM con granos ferromagnéticos.

Las SV de acoplamiento antiferromagnético fueron las primeras en aparecer [3][4]. En ellas, cada una de las capas FM interacciona antiferromagnéticamente con sus vecinas cuando las NM poseen un espesor determinado (inferior a  $30 \text{ \AA}$  para el  $\text{Cr}^{3+}$ ), de forma que se alinean antiparalelamente mediante *interlayer exchange coupling* para un campo externo. Al aplicar un campo magnético externo, la magnetización de las capas FM comienza a alinearse con este, modificando la resistencia de forma continua, es decir, sin un cambio brusco hasta llegar al campo de saturación, donde ese valor permanece constante (Fig. 17).

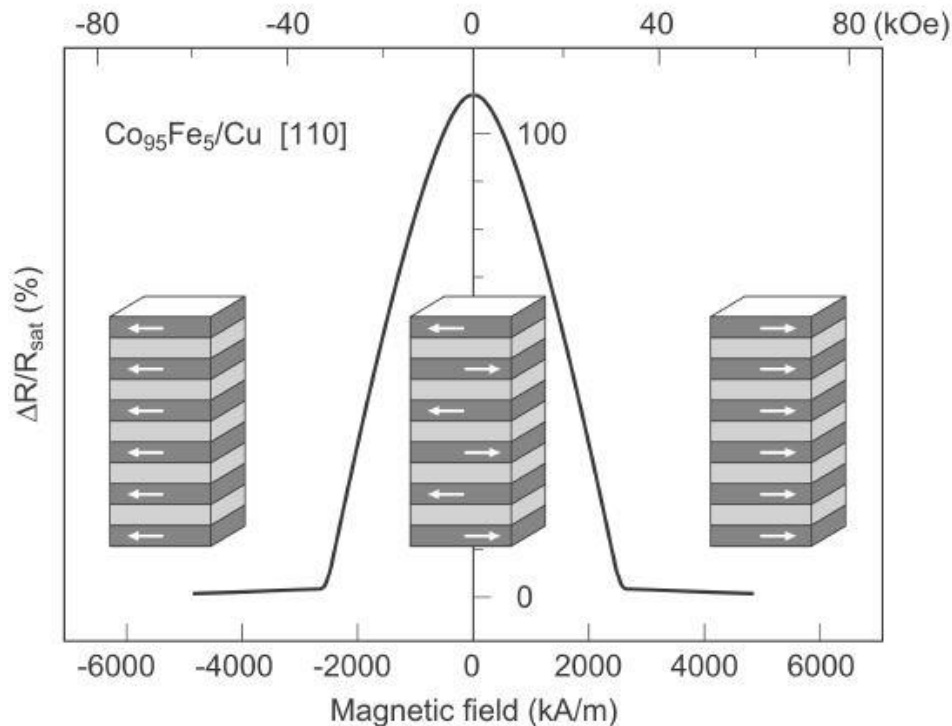


Fig. 17: ratio frente a campo aplicado para una estructura de multicapas Co/Cu basadas en acoplamiento antiferromagnético y una CIP.

En este tipo de estructuras, existe una gran dependencia con el espesor de las capas NM, ya que la *interlayer exchange coupling* depende enormemente de este [9]. Además, cuenta con una sensibilidad muy baja ya que se necesita aplicar un campo suficientemente grande como para contrarrestar esa interacción entre las capas FM. Además, el ratio máximo que se ha conseguido alcanzar es del 110%, para una estructura de CoFe/Cu, aunque los ratios típicos están en torno al 20% a temperatura ambiente [8].

Un FM duro se considera un imán permanente ya que modificar la dirección de su imanación requiere aplicar un campo magnético elevado. Un FM blando, al contrario, es aquel cuya área del ciclo de histéresis es muy pequeña, y por lo tanto es sencillo cambiar la dirección de su imanación. De esta forma, cuando tenemos ambos materiales juntos y afectados por el mismo campo externo, como en una *spin-valve*, al aplicar un campo igual o ligeramente superior del campo de saturación  $H_S$  del blando, no modificamos la imanación del duro (que llamaremos HL, *hard layer*) (Fig. 18).

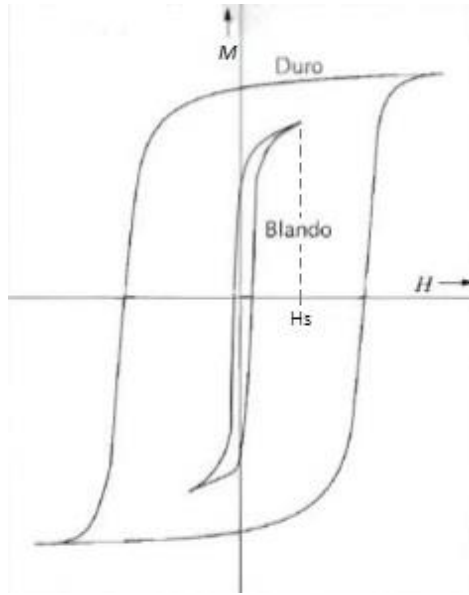


Fig. 18: comparación entre ciclos de histéresis de un FM blando y uno duro.

Este tipo de estructuras tienen una alta sensibilidad para campos pequeños, debido a que la resistencia cambia al aplicar un campo igual al pequeño campo de saturación del FM blando, y un tamaño reducido al solo necesitar 3 capas. Además, su funcionamiento es menos sensible al espesor de la capa NM. Por otro lado, el ratio que se obtiene oscila en torno al 10%, y las curvas de resistencias que se obtienen muestran que los dispositivos basados en la combinación de FM blandos/duros no pueden emplearse para un rango amplio de campos magnéticos (Fig. 19) [15].

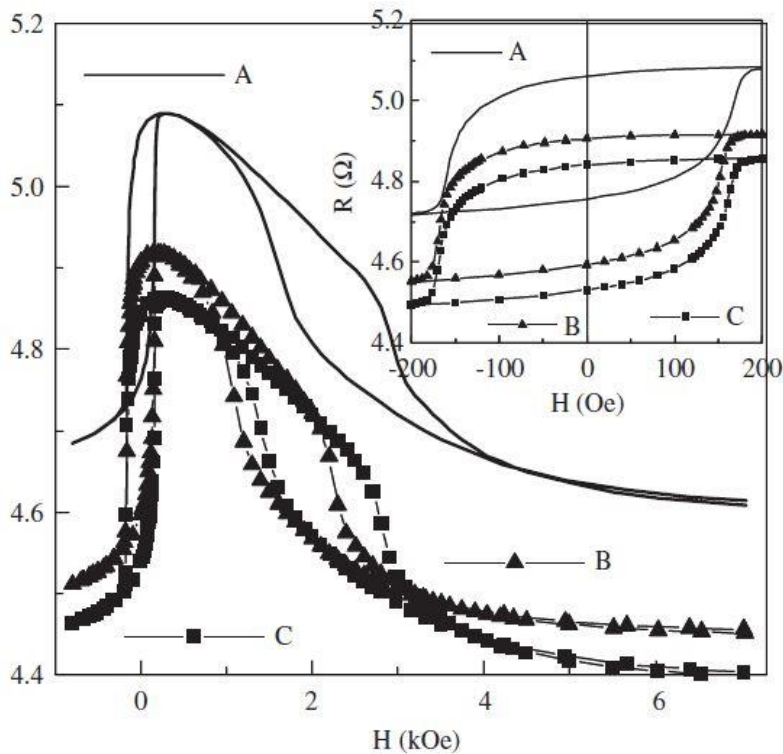


Fig. 19: curvas de resistencia frente a campo para diferentes HL: (A)  $\text{CoFe}_{0.5}/\text{CoPt}_3/\text{CoFe}_{0.8}$  (línea continua); (B)  $\text{CoFe}_{0.5}/\text{CoPt}_4/\text{CoFe}_{0.3}$  (triángulos); y (C)  $\text{CoFe}_{0.5}/\text{CoPt}_4/\text{CoFe}_{0.5}$ . El recuadro superior es una ampliación en torno al cero.



Por último, aplicando el procedimiento de magnetización y enfriamiento de la Fig. 8, se puede obtener una multicapa donde una de las capas FM se encuentra fijada mediante *exchange bias* a una capa AFM, mientras que la otra suele ser un ferromagnético blando, permitiendo así un cambio en la resistencia al aplicar un campo magnético pequeño ( $H_s$ ) obteniendo una alta sensibilidad, además de mostrar ratios de hasta el 120% a temperatura ambiente.

Los principales inconvenientes son que la capa AFM contribuye negativamente a la magnetorresistencia, llegando a obtener ratios negativos debido a su baja resistencia eléctrica (*current shunting effect*); esta cuarta capa aumenta el grosor de la SV respecto a la anterior; y que no puede emplearse a temperaturas superiores a  $T_N$ . Aun así, son las más utilizadas comercialmente debido a que estos inconvenientes pueden ser solventados empleando materiales adecuados.

## 4.2 Materiales

Como se ha explicado en las secciones anteriores, existen múltiples factores que afectan al funcionamiento de las SV, tales como la temperatura y el espesor de las capas. Además, es importante que los distintos elementos que se empleen sean químicamente compatibles, esto es, que no se produzcan reacciones entre ellos.

### 4.2.1 Capas FM

Los materiales ferromagnéticos más utilizados son Fe, Co y algunas de sus aleaciones, como CoFe y NiFe, por presentar una fácil magnetización en las direcciones paralelas a la lámina, una alta conductividad y una temperatura de Curie elevada ( $T_C > 1000\text{K}$ ). Las anisotropías magnetocristalina y de forma se complementan para el Fe y sus aleaciones, que tienen estructuras cúbicas (bcc para el Fe y el CoFe, y fcc para el NiFe), por lo que resulta relevante aplicar una técnica de fabricación que permita el crecimiento de láminas monocristalinas [16][17]. En cambio, el Co posee estructura hexagonal, y la dirección de fácil magnetización es perpendicular al plano de crecimiento, por lo que se requiere que su crecimiento resulte en un policristal. Estos materiales son empleados principalmente como FM blandos por su baja coercitividad, aunque como se ve en la Fig. 7, para espesores del orden del nanómetro, el  $H_s$  varía, por lo que también pueden usarse como FM duros, posibilitando que las dos capas FM de las SV del tipo blando/duro estén compuestas por el mismo material. Además, es necesario

controlar el espesor debido a que la sensibilidad de las SV está directamente relacionada con el campo de saturación. Los espesores típicos suelen encontrarse entre 10 y 80 Å.

Por otro lado, el tratamiento térmico en las aleaciones adquiere una gran importancia. Tomando como ejemplo una aleación CoPt, que se emplea como un ferromagnético duro, podemos ver que el porcentaje de cada elemento en la aleación no afecta solo a la estructura (tetragonal o hexagonal), sino que además también afecta a la temperatura de Curie. El proceso de templeado también modifica la coercitividad del material, por lo que el proceso de enfriamiento resulta relevante aunque no exista una capa AFM (Fig20). [18]

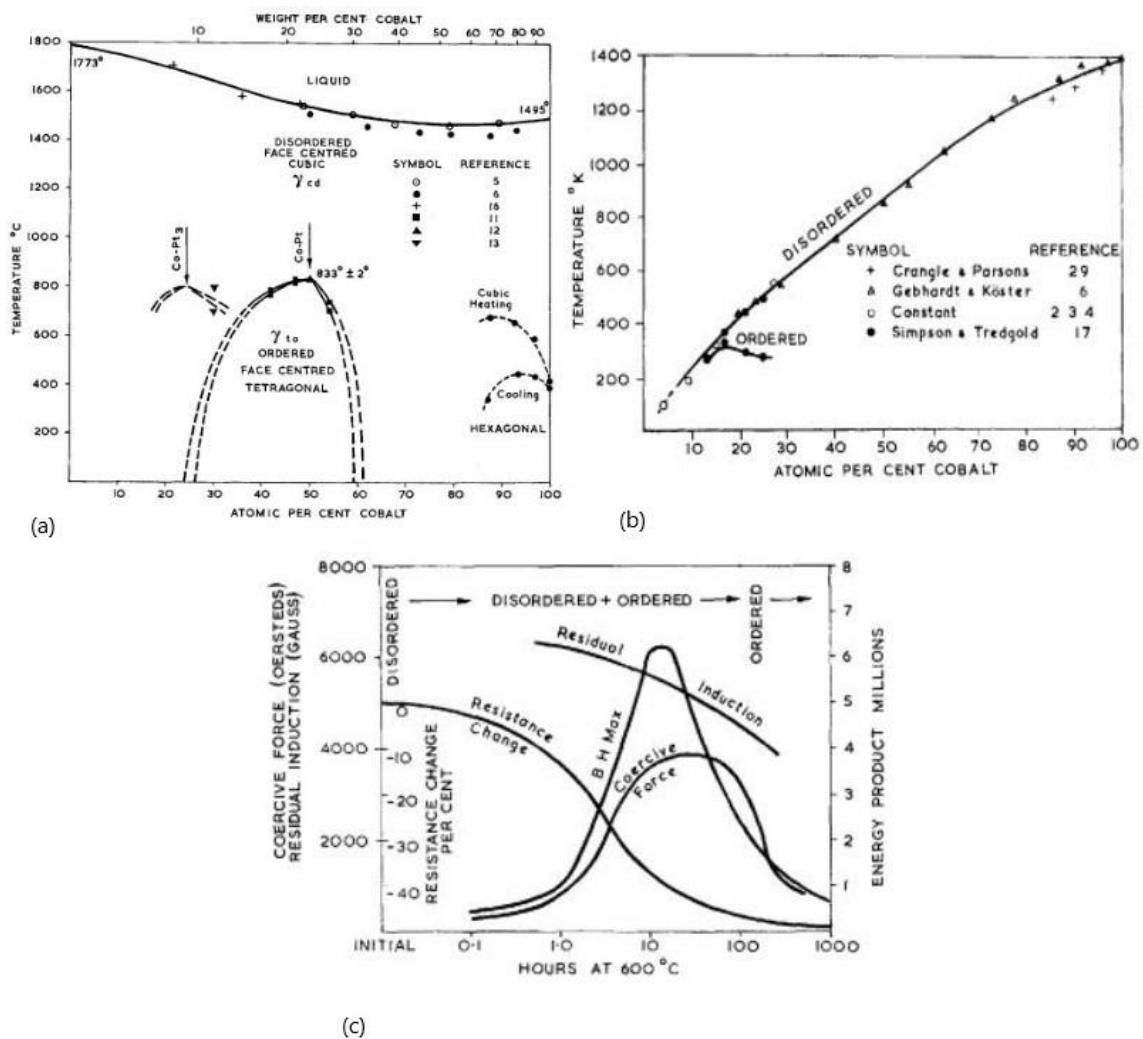


Fig. 20: para una aleación CoPt, (a) diagrama de fases; (b) dependencia de la temperatura de Curie con el porcentaje de Co; (c) variación de la fuerza coercitiva, el magnetismo remanente y la resistencia eléctrica para una aleación del 48% en Co.

Existe otro tipo de material que puede ser empleado en la primera capa FM llamado semimetal. Posee una banda de conducción polarizada de espín (Fig. 21), es decir, conduce electrones de

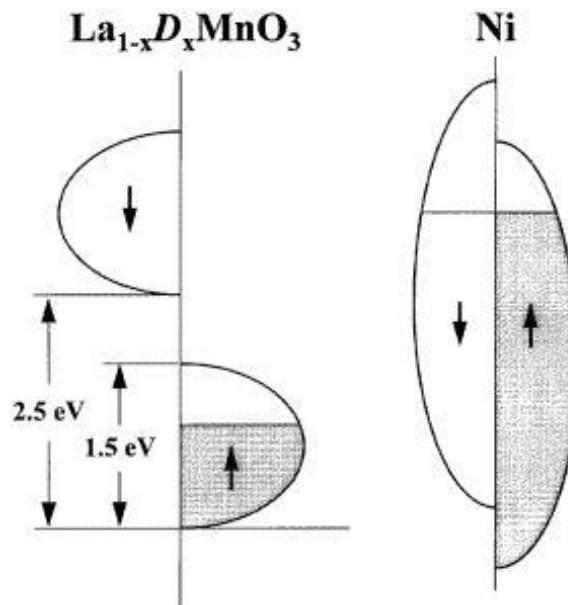


Fig. 21: esquema a  $T=0K$  para un  $LaMnO_3$  dopado, donde las energías han sido medidas por fotoemisión para  $D=Sr$  y  $x=0.3$

solo un tipo de espín. La manganita de lantano y estroncio (LSMO) es una perovskita que presenta varias propiedades en función de su composición, cuya fórmula es  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  donde  $x$  es el nivel de dopado, y actúa como semimetal para  $x=0.3$ , además de presentar un comportamiento ferromagnético para  $0.5 < x < 0.7$ , y ser uno de los primeros compuestos donde se detectó la magnetorresistencia colosal [19][20].

#### 4.2.2 Capa NM

La capa no magnética de una SV puede ser conductora (GMR) o aislante (TMR).

Los materiales conductores más empleados son Cr y Cu. Estos elementos son buenos conductores, abundan en la naturaleza y son poco reactivos. El espesor típico de estos materiales suele ser de  $10 \text{ \AA}$ , aunque en función del uso de la SV puede aumentar hasta  $20 \text{ \AA}$ .

Por compatibilidad química, el Cr suele ser el material de la capa intermedia en SV donde el FM es Fe, mientras que el Cu suele serlo para capas FM de Co.

El primer material aislante empleado en la TMR fue el óxido de aluminio amorfo ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), con el que se obtuvo un ratio del 18% a temperatura ambiente [21], pero fue sustituido por el óxido de magnesio ( $\text{MgO}$ ) con el que se pudo alcanzar ratios de más del 200% a temperatura ambiente. El  $\text{MgO}$  es un material con estructura  $\text{NaCl}$ , siendo sencillo depositarlo sobre la primera capa FM controlando su crecimiento. Ambos óxidos son muy estables químicamente y muy compactos estructuralmente, lo que previene la degradación y la interdifusión con las capas FM. El espesor del aislante es parecido al del conductor (8-20 Å) [22], obteniendo un ratio mayor para dispositivos de las mismas dimensiones.

### 4.2.3 Capa AFM

Los materiales antiferromagnéticos deben tener una alta temperatura de Néel para poder emplearse en dispositivos a temperatura ambiente, y suelen ser óxidos y compuestos intermetálicos con estructura de  $\text{NaCl}$ . El más usado es el  $\text{MnIr}$ , porque presenta antiferromagnetismo por debajo de 1000K y una alta conductividad eléctrica [23]. Otros compuestos AFM como el  $\text{NiO}$  y el  $\text{FeMn}$  no se emplean en SV debida a su baja conductividad y baja  $T_N$ , respectivamente [24][25]. El espesor de esta capa no influye en el rendimiento de la SV mientras que la conductividad sea alta, por lo que suele variar entre 4 y 8 nm en función del dispositivo.

## 4.3 Técnicas de fabricación

Se ha visto la importancia del espesor de las láminas, por lo que controlar este parámetro resulta fundamental a la hora de fabricar dispositivos basados en SV. Teniendo esto en cuenta, nos centraremos en la deposición física en fase de vapor (*physical vapor deposition*, PVD) y en particular en el crecimiento epitaxial por haces moleculares o atómicos (*molecular beam epitaxy*, MBE) para la obtención de la estructura deseada controlando el espesor, y la litografía ultravioleta (UV) para reducir el tamaño lateral de estas.

La PVD es un conjunto de deposiciones atómica, donde el material en estado gaseoso es transportado en el vacío hasta el sustrato (o el lugar donde se desea hacer crecer la lámina delgada), y depositado por condensación.

Podemos observar las etapas de este crecimiento en la Fig. 22, pudiendo resumirlas en 3: llegada y absorción del átomo; difusión sobre la superficie; y nucleación y crecimiento de la película. Durante la primera etapa, algunos átomos pueden no ser depositados sobre el sustrato, reflejándose en la superficie, e incluso ser desorbidos, esto es, que sean expulsados de la misma. Este último proceso depende de la temperatura y sólo afecta a los átomos con mayor energía.

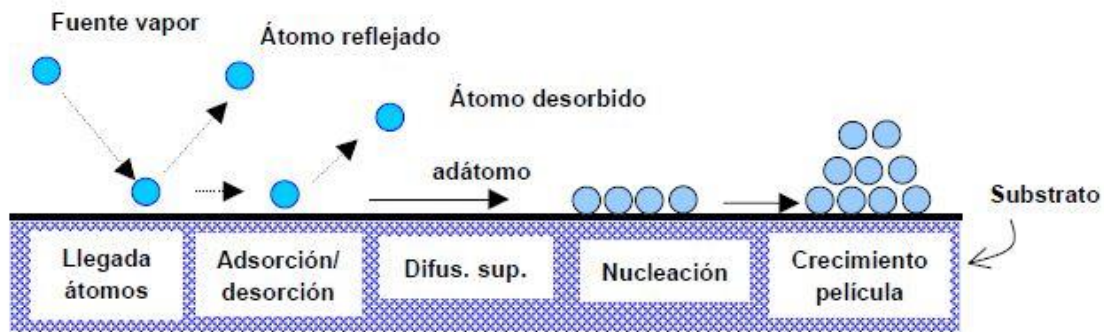


Fig. 22: etapas del crecimiento de las capas depositadas en un sustrato.

La difusión también es activada térmicamente, y estos átomos se desplazan sobre la superficie hasta llegar a una posición donde la energía de enlace sea más elevada, iniciando así el proceso de nucleación, que depende del cociente entre las energías de adsorción y enlace. Si este cociente es menor que 1, quiere decir que el átomo que llega a la superficie se difunde hacia zonas donde pueda enlazarse con más átomos, obteniendo un crecimiento en forma de islas. Si por el contrario el cociente es mayor que 1, los átomos se absorben en las posiciones de llegada, de forma que estos núcleos se extienden homogéneamente sobre la superficie, creciendo por capas [26].

Para conseguir la sublimación de un metal es preciso que se encuentre a baja presión, y lo habitual para “arrancar” las partículas es calentar la muestra con un haz de electrones hasta sublimarlo o bombardeo con iones inertes.

Unas de las técnicas habituales dentro de la PVD es la *sputter deposition* (donde *sputter* se traduce como pulverización catódica), que es el proceso físico mediante el cual las partículas son extraídas de la superficie de un metal al bombardearlo con un haz de iones inertes, tales como el argón, de forma que la muestra final no contenga impurezas (Fig. 23). Las partículas arrancadas se dirigen en línea recta hacia el sustrato donde se quiere hacer crecer la lámina.

Variando la presión del gas ionizado, el lugar donde impacta el haz y otros parámetros, se consigue controlar el crecimiento del material.

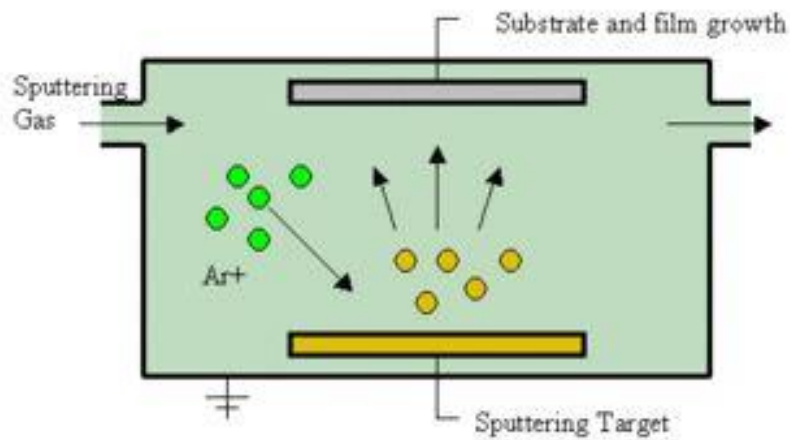


Fig. 23: sputter deposition donde se emplea un haz de iones de Ar para evaporar los átomos de la muestra.

Para un mejor control sobre el crecimiento de estas capas, se emplea el MBE, que es una deposición en ultra alto vacío donde los átomos o moléculas son evaporados en un crisol y llevados al sustrato por efusión, obteniendo así un proceso más lento y que permite conseguir muestras monocristalinas. En esta técnica se emplea ultra alto vacío (UHV), ya que incluso a  $10^{-9}$  Pa, la densidad de nitrógeno u oxígeno en el aire es de  $10^5$  moléculas/cm<sup>3</sup>, llegando a tener una concentración de  $10^{17}$  moléculas de oxígeno por cada cm<sup>3</sup> en la muestra final.

Para alcanzar este ultra alto vacío, se necesita emplear un sistema de bombeo secuencial. Primero se usa una bomba primaria (típicamente una bomba rotatoria) con la que se alcanza una presión de  $\sim 10^{-1}$  Pa. Luego se usa un extractor de alta potencia llamado bomba turbomolecular (*Turbomolecular pump*). Consiste en una turbina con un estátor, es decir, aspas móviles y fijas respectivamente, funcionando como compresor de forma que las moléculas al

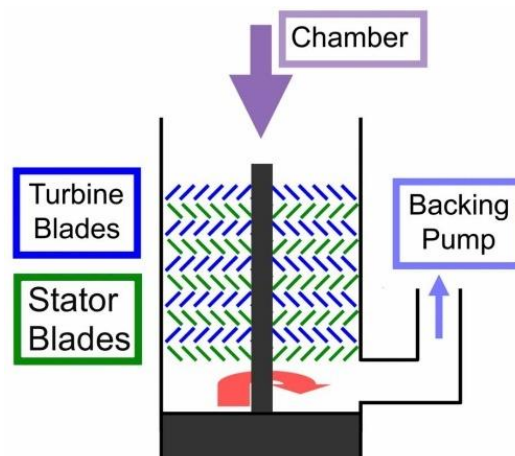


Fig. 24: Turbomolecular pump.

colisionar con las aspas adquieren energía cinética pasando a través del dispositivo (Fig.21). Con esta bomba se alcanza una presión de  $10^{-6}$  Pa. Una vez alcanzada esta presión, se usa una bomba iónica y/u otra de sublimación de titanio, para alcanzar los  $10^{-9}$  Pa. Además, durante el proceso de vacío, se suele calentar la cámara para desorber los gases adsorbidos en las paredes.

Adicionalmente, para poder introducir las muestras desde el ambiente hasta la cámara de UHV sin contaminarla, es necesario tener varias cámaras de acero inoxidable (normalmente con 2 o 3 es suficiente) conectadas en serie, a presiones cada vez más pequeñas, por donde se va pasando la muestra secuencialmente, abriendo y cerrando válvulas estancas a cada paso.

Dentro de la cámara de vacío, se emplean haces de átomos o moléculas, que se obtienen a través del calentamiento de un metal dentro de un crisol, que es llevado a la temperatura de sublimación, y posteriormente dirigido a la muestra mediante efusión y un obturador. La efusión consiste simplemente en restringir el paso de los átomos sublimados por un pequeño orificio, lo que limita la velocidad de crecimiento y selecciona la energía y dirección de los átomos evaporados.

El crisol debe ser de un material térmicamente estable y poco reactivo, para que no contamine la muestra. Por ello, se suele emplear nitruro de boro pirolítico (pBN), cuando la temperatura de sublimación es mayor de  $1200^{\circ}\text{C}$ , y para temperaturas superiores se pueden usar metales con altos puntos de fusión, como el wolframio (W), el platino (Pt) o el tántalo (Ta).

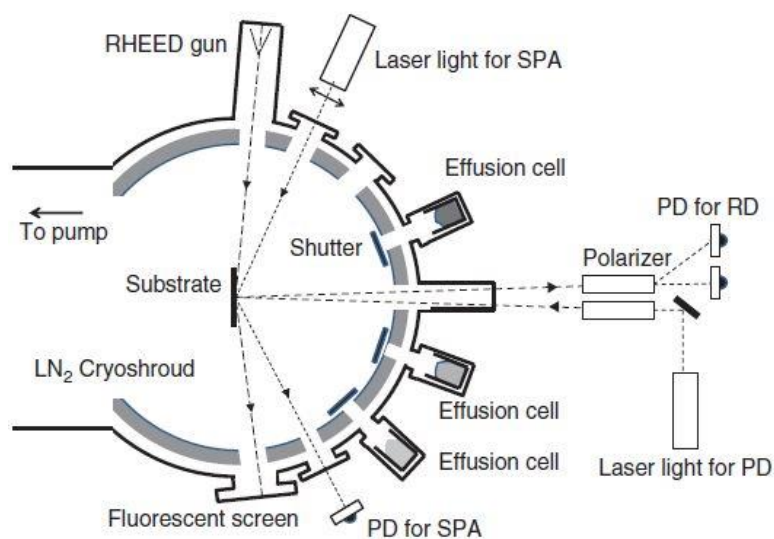


Fig. 25: Cámara de crecimiento donde se obtienen láminas mediante MBE. Incluye un sistema RHEED.

Si la muestra que se pretende evaporar es un metal refractario o un óxido (materiales con una gran capacidad térmica), se suelen emplear haces de electrones. Si estos haces están muy concentrados, solo una pequeña parte del material es calentado, por lo que el crisol no se ve afectado, obteniendo un gas muy puro, y un haz atómico de la calidad que se necesita [27].

A menudo se emplea un sistema de análisis de superficie (*reflection high-energy electron diffraction*, RHEED) durante el proceso de deposición para controlar *in situ* el crecimiento y calidad de la muestra. Además, al ser un método de difracción de electrones, proporciona información sobre la red recíproca (estructura de la muestra). [28]

Empleando MBE es posible obtener monocristales, por lo que esta técnica se emplea principalmente para depositar capas que necesiten tener una estructura lo más perfecta posible, consiguiéndose anisotropía magnetocristalina y de forma. Por el contrario, el *sputtering* suele utilizarse para la fabricación de láminas que puedan ser policristalinas para cumplir su función, como el metal NM que separa las capas FM, o estas últimas. Recordemos que la anisotropía de forma ya produce que la dirección de magnetización fácil sea generalmente paralela al plano de la lámina.

Estas dos son las técnicas más extendidas en la fabricación de multicapas para *spin-valves*. Existen otras técnicas dentro de las deposiciones físicas de vapor, pero no se obtienen los mismos resultados. También hay otros conjuntos de técnicas de deposición química en fase de vapor (CVD), pero no suelen ser empleados para este tipo de sistemas.

Las técnicas de litografía son usadas para reducir el tamaño de las estructuras de multicapas y para integrarlas en otros sistemas. Se basan en emplear luz ultravioleta (UV) para obtener un patrón sobre una fotorresistencia que esté colocada ya en un sustrato.

Las fotorresistencias son un tipo de resinas que se descomponen frente a la exposición a rayos UV, pero que son resistentes a ataques químicos. Tras obtener una multicapa sobre un sustrato mediante PVD, se deposita la fotorresistencia. Colocando una máscara que impida el paso de rayos UV, se pueden descomponer zonas determinadas de la fotorresistencia dejando otras intactas. De esta forma, parte de la multicapa queda protegida frente a un ataque químico (*etching*) como puede ser la oxidación. Por último, la fotorresistencia remanente es retirada



aplicando un disolvente. Este proceso se emplea además para colocar contactos sobre las SV [29]. En la Fig. 26 se ha empleado la litografía UV sobre una SV dos veces. La primera aplicando la máscara L1 para reducir su tamaño, y luego depositando otro metal a través de la máscara L2 para tener unas conexiones que permitan el paso de la corriente por el dispositivo.

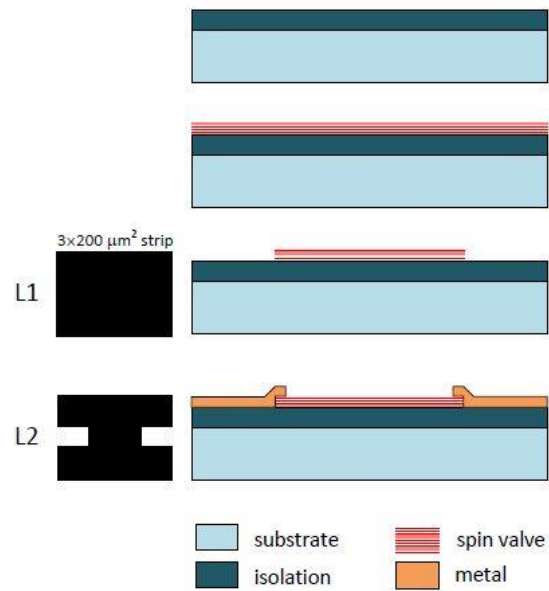


Fig. 26: construcción básica de una estructura de multicapas con conexiones laterales y una corriente en plano.

## 5. Aplicaciones basadas en GMR

### 5.1 Lectores de discos duros

La magnetorresistencia es un efecto que se ha empleado en lectores de discos duros (HDD) desde 1990, donde los dispositivos se basaban en AMR. Estos discos duros se componen de un disco de aluminio o un material cerámico, sobre el que se depositan varias capas de distintos materiales metálicos, una de las cuales es una aleación con propiedades magnéticas (película magnética) compuesta por regiones magnéticas cuyos momentos magnéticos se orientan en una dirección, tanto en sentido positivo como negativo. Las capas restantes son exclusivamente no magnéticas y poseen dos funciones: proteger la película y ser la base de esta para un crecimiento óptimo.

El lector de estos discos es el hándicap principal a la hora de reducir el tamaño de los dominios magnéticos de los que se obtienen los *bit*, ya que un elemento más sensible posee más resolución y permite disminuir las regiones magnéticas donde se guarda información [1]. La cabeza lectora posee un elemento magnetorresistivo, una SV, que se desplaza sobre una película magnética compuesta dominios magnéticos (que se pueden considerar como “*bit físico*”) mientras la atraviesa una corriente eléctrica, distinguiendo entre una resistencia  $R_{\downarrow}$  cuando el dominio magnético que es leído se encuentra imanado en sentido negativo, y una resistencia  $R_{\uparrow}$  cuando se encuentra imanado en sentido positivo. Esta corriente eléctrica atraviesa un transistor, donde la medida de resistencia se traduce en un voltaje, obteniendo una señal  $V_0$  (bit con valor 0) para la resistencia  $R_{\downarrow}$  y  $V_1$  (bit con valor 1) para la resistencia  $R_{\uparrow}$ . Dependiendo de la arquitectura del procesador, se recogen 4, 8, 16, 32 o 64 bits como unidad de información.

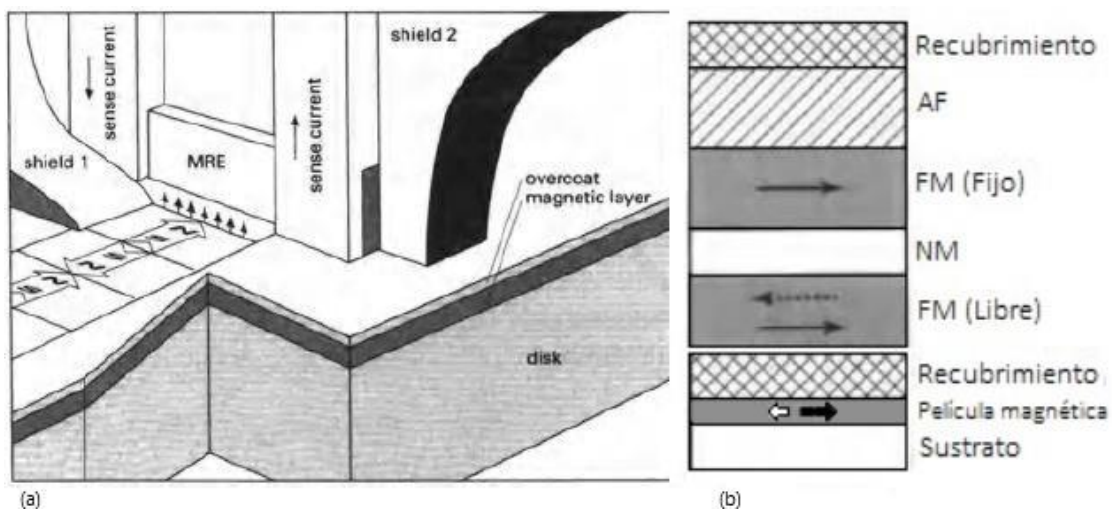
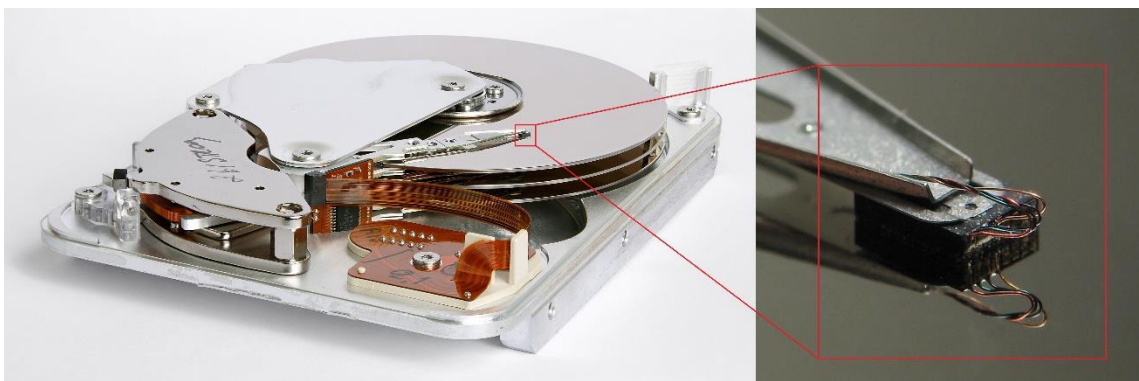


Fig. 27: (a) shielded head, que es un tipo de lector de discos duros donde el MRE es el elemento magnetorresistivo (una SV) y la corriente en plano; y (b) MRE basado en una SP de EB sobre un disco duro.

En 1997 se introdujeron las cabezas lectoras basadas en una SV con CIP (Fig. 27). Supusieron una mejora significativa al aumentar considerablemente la sensibilidad, pero los mayores avances se dieron al disminuir las dimensiones de los lectores al pasar a una CPP, y más adelante cuando se empleó la magnetorresistencia por efecto túnel. Esta última, suele ser una multicapa MnIr/Fe/MgO/Fe [1].

Hoy en día, cada bit físico ocupa aproximadamente  $6000 \text{ nm}^2$ , lo que quiere decir que un área de  $6 \text{ mm}^2$  contiene 1 gigabit de información. Para aumentar la capacidad de cada HDD, se colocan varios discos espaciados entre ellos dentro del mismo dispositivo, cada uno con su correspondiente lector (Fig. 28). La cabeza lectora no se encuentra en contacto con el disco en ningún momento, aunque se encuentre a una distancia muy pequeña del mismo, por ello es importante que estos dispositivos estén aislados del exterior, ya que pequeñas partículas de polvo pueden tanto sobrecalentar el cabezal del lector como romperlo.



*Fig. 28: HDD con 3 discos espaciados, cada uno de ellos con su cabeza de lectura-escritura correspondiente, que podemos apreciar a la derecha.*

Comparadas a las memorias SSD (Solid-state drive) basadas en circuitos integrados, las HDD ofrecen menor capacidad y velocidad de lectura-escritura. En compensación, la información retenida no se deteriora con el paso del tiempo, aunque el dispositivo no esté en uso, y tampoco se desgasta.

## 5.2 Memorias MRAM

Las MRAM (Magnetoresistive random-access memory) son un tipo de memoria RAM no volátil cuyos elementos de almacenamiento son la propia multicapa GMR, con un tamaño lateral pequeño. En una línea conductora (*read line*) se deposita una multicapa GMR. El *bit* 1 o 0 será el estado de resistencia máxima  $R_{\downarrow\downarrow}$  o mínima  $R_{\uparrow\uparrow}$ , respectivamente, por lo que la medida de la resistencia de esta línea será la lectura del *bit*. Para escribir un *bit*, se hace pasar una corriente eléctrica por una segunda línea (*write line*) conductora colocada perpendicularmente a la dirección de magnetización la capa magnética móvil de la GMR. Esta línea genera un campo magnético circular al pasar la corriente, que será en un sentido o en el contrario dependiendo del sentido de la misma. Este campo magnético modifica la dirección de la magnetización de la capa magnética móvil de la GMR, escribiendo así un *bit* 1 o 0. (Fig. 29). Aunque existen mejoras respecto de las memorias actuales, no se encuentran en uso debido a que no ofrecen un mejor rendimiento en consumo y velocidad que las RAM flash y las DRAM.

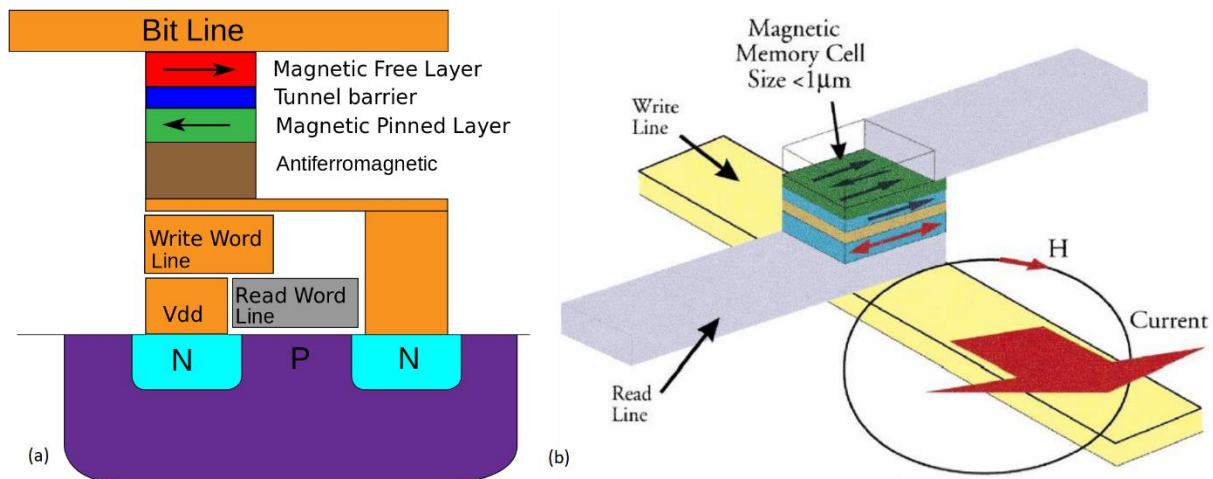


Fig. 29: (a) esquema de una MRAM donde la capa FM que guarda la información (bits) está en la parte superior. Está conectada a un MOSFET-NPN para medir voltaje; (b) imagen 3D donde se observa cómo se reescribe la información, haciendo pasar una corriente que genera un campo magnético que modifica la orientación de la magnetización de la capa FM libre.

Las RAM flash son memorias permanentes, pero requieren de un input de 10V para reescritura, lo que provoca que se desgasten con los sucesivos usos. Frente a esto, las MRAM son imperecederas y no requieren de ese voltaje para ser usadas.

Las DRAM (Dynamic random-access memory) son dispositivos basados en transistores y condensadores, donde los bits son los estados “cargado” y “descargado” de estos últimos, de forma que se necesita un suministro eléctrico casi continuo para que no se descarguen con el

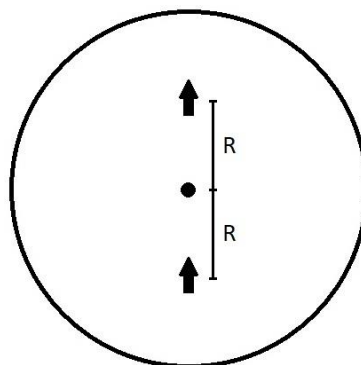
paso del tiempo. Las MRAM por el contrario, no necesita de este aporte de electricidad porque los dipolos se mantienen en su estado hasta que se reescriben.

Los principales inconvenientes son tanto la energía necesaria para la escritura como el tamaño de los bits ya que, si disminuimos las dimensiones de los dispositivos, se producen escrituras y lecturas incorrectas. Existe un efecto llamado spin-transfer torque, donde una corriente polarizada de espín puede “rotar” un dipolo magnético, cambiando así su orientación y disminuyendo considerablemente el tamaño, la velocidad y la energía para la escritura.

### 5.3 Sensores

Existen diversos sensores basados en SV, pero podemos resumirlos en dos tipos: que se beneficien del cambio abrupto en la resistencia, o que modifiquen la construcción de la GMR para que la resistencia sea linealmente dependiente del campo. Ambos se integran normalmente junto a transistores o circuitos complementarios.

Los primeros suelen emplearse para medir velocidades, por ejemplo, la velocidad de rotación de un disco. Si colocamos una SV a una distancia  $R$  del centro del disco, e introducimos dos imanes permanentes en el disco orientados en el mismo sentido a la misma distancia  $R$  (Fig. 30), cada vez que el disco realice media vuelta el FM libre de la SV variará su magnetización, y por lo tanto el valor de la resistencia. Integrado en un circuito, se emplea para conocer el número de vueltas por segundo.



*Fig. 30: disco con dos imanes permanentes situados a una distancia  $R$ .*

Para obtener una respuesta lineal entre la configuración paralela y antiparalela, la capa FM fija y la libre tienen su magnetización orientada  $90^\circ$ . De esta forma pueden medirse campos magnéticos del orden de mT. Lo habitual es que se empleen SV basadas en exchange bias en sustratos de silicio para poder incluir transistores mediante litografías, pero en la actualidad existen métodos para poder implementarlas incluso en polímeros orgánicos flexibles (Fig. 31) [29].

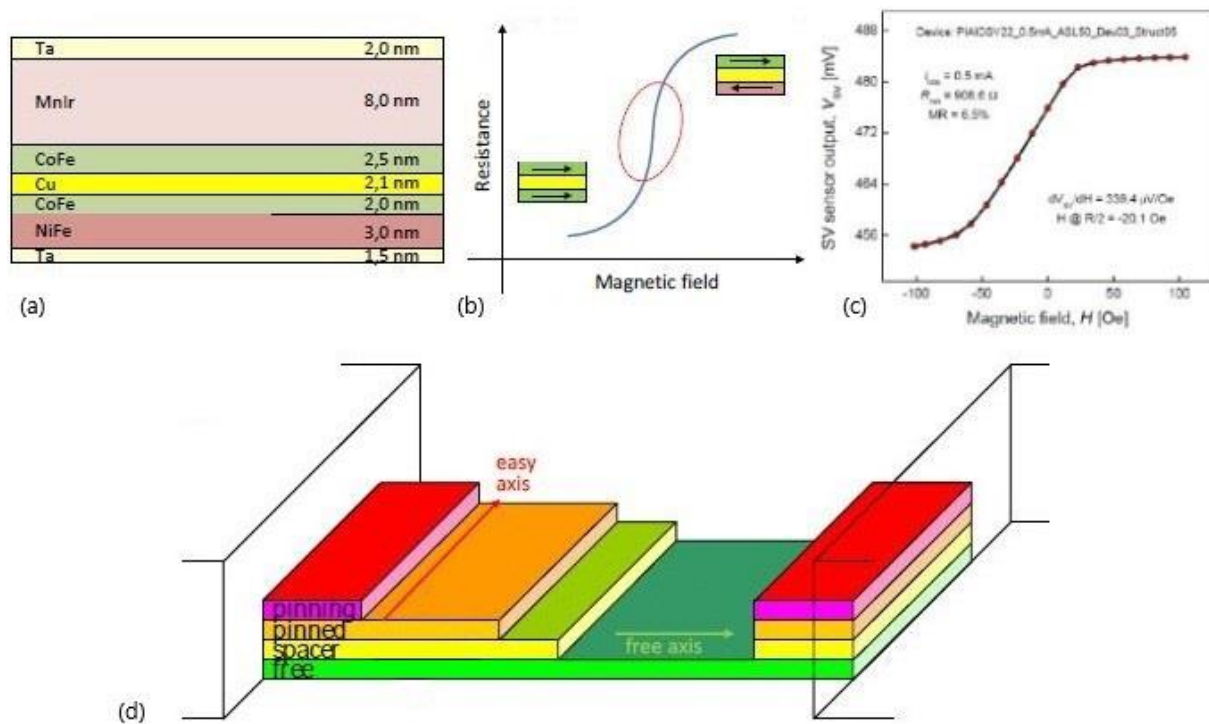


Fig. 31: (a) estructura de multicapas con EB empleada en sensores; (b) zona lineal en la que se emplea; (c) voltaje frente a campo magnético aplicado para un sensor basado en GMR e integrado en un polímero orgánico; y (d) sensor basado en una SV con EB y magnetizaciones de la capa FM fija y FM libre orientadas  $90^\circ$  entre sí.

La construcción de SV sobre polímeros flexibles ha sido posible gracias al tamaño reducido de estas, y las técnicas de fabricación que se emplean para ello son las mismas que aparecen en la sección 4.3, pero empleando un material orgánico como sustrato y recubrimiento (Fig. 32a).

El PET (polietileno tereftalato) se emplea como sustrato en estos sensores, pero se recubre con una capa de SU-8 (un polímero fotosensible, usado habitualmente como fotorresistencia) para reducir la rugosidad de la superficie, mejorando la deposición de la primera capa de la SV, y para imprimir un patrón mediante técnicas de litografía, pudiendo así controlar la disposición de los contactos (Fig. 32e y 32f). Por último, se aplica otra capa de SU-8, seguida de una silicona llamada PDMS (polidimetilsiloxano) para proteger la estructura, dejando sin cubrir los extremos de los contactos [30].

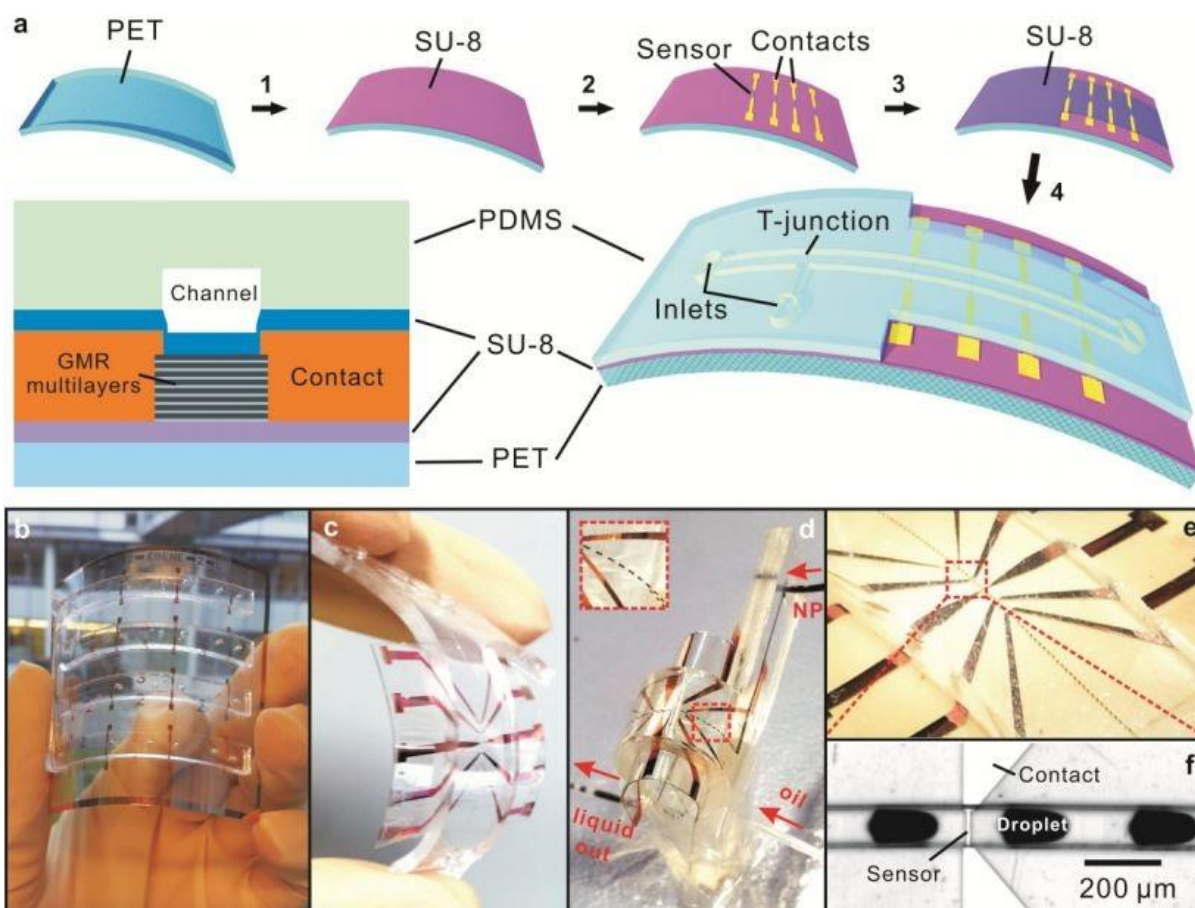


Fig. 32: (a) proceso de fabricación de una SV sobre un polímero flexible; (b), (c), y (d) sensor resultante donde se comprueba que es completamente flexible; (e) y (f) ampliación de la zona donde están conectada la SV (sensor) a los contactos.

## 6. Conclusiones

El descubrimiento de la magnetorresistencia gigante supuso un gran avance en el campo de la informática, aunque hoy en día ha sido sustituida por la TMR debido al mejor desempeño de esta última. Aún así, se sigue empleando en multitud de dispositivos donde no se requiere una alta sensibilidad a la hora de detectar la orientación de dipolos magnéticos y para medir pequeños campos magnéticos.

Es un campo todavía en expansión, y los fenómenos físicos de los que se ha hablado en la sección 2 sirven como base para otros tipos de magnetorresistencias, como la colossal o una basada en semiconductores, además de poder estudiar otras geometrías como MR en una dimensión en lugar de en un plano.

Las SV más extendidas son las basadas en EB, debido a que ofrecen un rendimiento óptimo en la mayoría de los dispositivos, a la vez que resultan sencillas de fabricar e implementar junto a transistores. La técnica más conveniente para ello es el MBE porque permite controlar mejor el crecimiento de las muestras, aunque cuando el objetivo es no obtener una estructura cristalina se emplea el *sputtering*.



## Bibliografía

1. Hartmann, U. *Magnetic multilayers and giant magnetoresistance: Fundamentals and industrial applications*. Springer series in surface sciences ; 37 (1999). doi:10.1007/978-3-662-04121-5.
2. Tsymbal, E. Y. & Zutic, I. *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. (Taylor & Francis, 2011).
3. Baibich, M. N. *et al.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475 (1988).
4. Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F. & Zinn, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B* **39**, 4828–4830 (1989).
5. Ramirez, A. P. Colossal magnetoresistance. *Journal of Physics Condensed Matter* (1997) doi:10.1088/0953-8984/9/39/005.
6. Bland, J. A. C. & Heinrich, B. *Ultrathin magnetic structures I: An introduction to the electronic, magnetic and structural properties*. *Ultrathin Magnetic Structures I: An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties* (2005). doi:10.1007/3-540-27232-1.
7. Cullity, B. D. & Graham, C. D. Magnetic Anisotropy. in *Introduction to Magnetic Materials* (2009). doi:10.1002/9780470386323.ch7.
8. Coehoorn, R. Giant magnetoresistance and magnetic interactions in exchange-biased spin-valves. *Handbook of Magnetic Materials* (2003) doi:10.1016/S1567-2719(03)15001-9.
9. Stiles, M. D. Interlayer exchange coupling. in *Ultrathin Magnetic Structures III: Fundamentals of Nanomagnetism* (2005). doi:10.1007/3-540-27163-5\_4.
10. Gijs, M. A. M. & Bauer, G. E. W. Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers. *Adv. Phys.* (1997) doi:10.1080/00018739700101518.
11. Bass, J. & Pratt, W. P. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: An experimentalist's critical review. *Journal of Physics Condensed Matter* (2007) doi:10.1088/0953-8984/19/18/183201.

12. Mott, N. F. Electrons in transition metals. *Adv. Phys.* (1964)  
doi:10.1080/00018736400101041.
13. Wu, Y. Z., Schmid, A. K. & Qiu, Z. Q. Spin-dependent quantum interference from epitaxial MgO thin films on Fe(001). *Phys. Rev. Lett.* (2006)  
doi:10.1103/PhysRevLett.97.217205.
14. Ikeda, S. *et al.* Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeBMgOCoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Appl. Phys. Lett.* (2008) doi:10.1063/1.2976435.
15. Qiu, J. J. *et al.* Synthetic Co<sub>50</sub>Pt<sub>50</sub>/Ru/CoFe hard-soft trilayer in spin valves. *J. Magn. Mater.* **303**, 176–179 (2006).
16. Soundararaj, A. & Mohanty, J. Impact of Deposition Potential on Structural and Magnetic Properties of Nano-Crystalline CoFe Alloy Thin Films. *Surf. Eng. Appl. Electrochem.* (2020) doi:10.3103/S1068375520020180.
17. Yang, H. *et al.* Static and Dynamic Magnetization of Gradient FeNi Alloy Nanowire. *Sci. Rep.* (2016) doi:10.1038/srep20427.
18. Darling, A. S. Cobalt -Platinum Alloys. *Johnson Matthey Technol. Rev.* 96–104 (1963).
19. Ortiz-Quiñonez, J. L., García-González, L., Cancino-Gordillo, F. E. & Pal, U. Particle dispersion and lattice distortion induced magnetic behavior of La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> perovskite nanoparticles grown by salt-assisted solid-state synthesis. *Mater. Chem. Phys.* **246**, (2020).
20. Park, J. H. *et al.* Direct evidence for a half-metallic ferromagnet. *Nature* **392**, 794–796 (1998).
21. Miyazaki, T. & Tezuka, N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (1995) doi:10.1016/0304-8853(95)90001-2.
22. Bowen, M. *et al.* Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001). *Appl. Phys. Lett.* (2001) doi:10.1063/1.1404125.
23. Umetsu, R. Y. *et al.* Very high antiferromagnetic stability of L10-type MnIr alloys. *J. Magn. Mater.* **272–276**, 790–791 (2004).

24. Napari, M. *et al.* Antiferromagnetism and p-type conductivity of nonstoichiometric nickel oxide thin films. *InfoMat* (2020) doi:10.1002/inf2.12076.
25. Ohno, H. & Mekata, M. Antiferromagnetism in hcp Iron-Manganese Alloys. *J. Phys. Soc. Japan* (1971) doi:10.1143/JPSJ.31.102.
26. Albella Martín, J. M. *Láminas delgadas y recubrimientos. Preparación, propiedades y aplicaciones. Consejo de Investigaciones Científicas* (2003).
27. Foxon, T. & Horikoshi, Y. History of MBE. *Molecular Beam Epitaxy* 1–21 (2019) doi:doi:10.1002/9781119354987.ch1.
28. Asahi, H., Horikoshi, Y. & Horikoshi, Y. General Description of MBE. in *Molecular Beam Epitaxy* (2019). doi:10.1002/9781119354987.ch2.
29. Cubells-Beltrán, M. D. *et al.* Integration of GMR sensors with different technologies. *Sensors (Switzerland)* (2016) doi:10.3390/s16060939.
30. Lin, G. *et al.* A highly flexible and compact magnetoresistive analytic device. *Lab Chip* (2014) doi:10.1039/c4lc00751d.

## Imágenes

Figuras 1, 5, 27. Extraídas de Ref. [1]

Figuras 2, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 15. Extraídas de Ref. [2]

Figura 3. Extraída de Ref. [3]

Figura 4. Extraída de Ref. [4]

Figura 6. Extraída de Ref. [7]

Figura 13. Extraída de “Giant magnetoresistance”. *Wikipedia*  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Giant\\_magnetoresistance](https://en.wikipedia.org/wiki/Giant_magnetoresistance).

Figura 14. Imagen propia.

Figura 16. Extraída de [https://www.researchgate.net/figure/Various-types-of-GMR-structures-a-multilayer-b-spin-valve-and-c-granular-films\\_fig2\\_321375778](https://www.researchgate.net/figure/Various-types-of-GMR-structures-a-multilayer-b-spin-valve-and-c-granular-films_fig2_321375778)

Figura 17. Extraída de Ref. [8]

Figura 18. Imagen propia.

Figura 19. Extraída de Ref. [15]

Figura 20. Extraída de Ref. [18]

Figura 21. Extraída de Ref. [5]

Figura 22. Extraída de Ref [26]

Figura 23. Extraída de “Sputter deposition”. *Wikipedia*

[https://en.wikipedia.org/wiki/Sputter\\_deposition#Sputter\\_coating](https://en.wikipedia.org/wiki/Sputter_deposition#Sputter_coating).

Figura 24. Extraída de “Turbomolecular pump”. *Wikipedia*

[https://en.wikipedia.org/wiki/Turbomolecular\\_pump](https://en.wikipedia.org/wiki/Turbomolecular_pump).

Figura 25. Extraída de Ref. [28]

Figuras 26 y 31. Extraídas de Ref. [29]

Figura 28. Extraída de “Hard disk drive”. *Wikipedia*

[https://en.wikipedia.org/wiki/Hard\\_disk\\_drive](https://en.wikipedia.org/wiki/Hard_disk_drive).

Figura 29. Extraída de MRAM. *Wikipedia*

[https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetoresistive\\_random-access\\_memory](https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetoresistive_random-access_memory).

Figura 30. Imagen propia.

Figura 32. Extraída de Ref. [30]