

UNIVERSIDAD SAN FRANCISCO DE QUITO USFQ
Colegio de Ciencias e Ingenierías

**Propiedades de Transporte Eléctrico en
Nanopartículas de Níquel sobre Grafeno.**

Proyecto de Investigación

Erick Andrés Arguello Cruz

Física

Trabajo de titulación presentado como requisito para la obtención
del título de Licenciado en Física

Quito, 20 de diciembre de 2018

UNIVERSIDAD SAN FRANCISCO DE QUITO USFQ
Colegio de Ciencias e Ingenierías

**HOJA DE CALIFICACIÓN DE TRABAJO DE
TITULACIÓN**

**Propiedades de Transporte Eléctrico en Nanopartículas de
Níquel sobre Grafeno.**

Erick Andrés Arguello Cruz

Calificación:

Nombre del profesor, Título académico: Pedro Ducos, Ph.D.

Darío Niebieskikwiat, Ph.D.

Firma del profesor

.....

.....

Quito, 20 de diciembre de 2018

Derechos de Autor

Por medio del presente documento certifico que he leído todas las Políticas y Manuales de la Universidad San Francisco de Quito USFQ, incluyendo la Política de Propiedad Intelectual USFQ, y estoy de acuerdo con su contenido, por lo que los derechos de propiedad intelectual del presente trabajo quedan sujetos a lo dispuesto en esas Políticas. Asimismo, autorizo a la USFQ para que realice la digitalización y publicación de este trabajo en el repositorio virtual, de conformidad a lo dispuesto en el Art. 144 de la Ley Orgánica de Educación Superior.

Firma del estudiante
Nombres y apellidos:	Erick Andrés Arguello Cruz
Código:	00143735
Cédula de Identidad:	1722523808
Lugar y fecha:	Quito, 20 de diciembre de 2018

Dedicado a mi familia

Agradecimientos

Quisiera expresar mi agradecimiento a Dios en primer lugar, por permitirme llegar a cumplir una vez más con esta importante meta en mi vida. A mis queridos padres y a Dome por el apoyo incondicional que me han brindado siempre, han sido, son y serán una motivación muy especial en mi vida que me ha permitido superarme y seguir adelante. Al departamento de Física de la USFQ que me abrió las puertas y me facilitó cumplir con este sueño.

De forma muy especial al Dr. Darío Niebieskikwiat por ser la persona que me involucró en este proyecto, quien me ayudó a darle mucho más sustento a este escrito; pero también quien me ha apoyado para conseguir este objetivo. De igual manera al Dr. Pedro Ducos por las múltiples horas de oficina y consejos que me han servido mucho para desarrollar de la mejor manera este trabajo.

A todos mis amigos que, de una u otra forma, me han ayudado a crecer, tanto académica como personalmente, a lo largo de todos estos años y con quienes he pasado varios de los mejores momentos en todo este hermoso trayecto de mi vida. Finalmente, a una persona muy especial que llegó a mi vida, quien con su inigualable apoyo, paciencia y compañía me ha mostrado que dos personas distintas pueden completarse formando una sola, agradezco a mi novia Dani quien me ha ayudado a seguir con mis sueños y nunca renunciar a ellos.

Resumen

En este trabajo se realiza un análisis de las propiedades de magnetotransporte de dos muestras: grafeno (Gr) y grafeno con nanopartículas de níquel distribuidas en su superficie (Gr-Ni). Además se desarrolla un modelo teórico que incluye interacciones entre electrones (IEE) y efectos de localización débil (WL) para describir la resistividad de ambos materiales y compararlo con los resultados obtenidos. Dicho modelo es consistente para la muestra Gr y, a campos magnéticos bajos (menores a 0.6T), para la muestra Gr-Ni. Sin embargo, en la muestra Gr-Ni para campos magnéticos superiores a 1T se obtiene una magnetorresistencia (MR) lineal con B , la cual no es predicha por la expresión calculada (dependencia parabólica). Se sugiere que la posible existencia de transferencia de carga o movimiento del nivel de Fermi por la presencia de las nanopartículas es la causa de este aumento. Finalmente, se realiza un análisis de la resistencia en función de la temperatura obteniendo un comportamiento aislante para Gr y uno metálico para Gr-Ni.

Palabras clave: Grafeno, nanopartículas, localización débil, interacción entre electrones, magnetorresistencia.

Abstract

In this work it is analyzed the magneto-transport properties of two samples: graphene (Gr) and graphene with Nickel nanoparticles distributed over its surface (Gr-Ni). Besides, it is developed a theoretical model that includes electron interactions (IEE) and weak localization effects (WL) to describe the resistivity of both materials and compare it with the obtained results. The model is consistent for the Gr sample and, for low magnetic fields (below 0.6T), for the Gr-Ni sample. However, in the Gr-Ni sample for magnetic fields greater than 1T a linear-in- B magnetoresistance (MR) is obtained, this is not predicted by the calculated expression (parabolic dependence). It is suggested that the possibility of existence of charge transfer or a movement of the Fermi level because of the presence of the nanoparticles is the cause of this increasing. Finally, an analysis of the resistance in function of the temperature is done obtaining an insulating behaviour for Gr and a metallic one for Gr-Ni.

Keywords: Graphene, nanoparticles, weak localization, electron interaction, magnetoresistance.

Índice general

Lista de figuras	9
1. Introducción	12
1.1. Grafeno	14
1.2. Modelo Clásico de resistividad	17
1.3. Interacciones Electrón-Electrón en Grafeno	19
1.4. Localización y Antilocalización Débil en Grafeno	23
1.5. Magnetorresistencia en las muestras de Gr y Gr-Ni	25
1.6. Motivaciones	26
2. Características y Crecimiento	27
3. Resultados	32
Conclusiones	38
Bibliografía	40

Índice de figuras

- 1.1. Bandas de energía para diferentes materiales [13]. El grafeno es considerado como un semimetal por ser un semiconductor de gap nulo, como se detalla en la sección 1.1. 12
- 1.2. Grafeno: capa bidimensional de átomos de carbono ubicados en una estructura cristalina en forma hexagonal, es uno de los materiales más importantes de la última década [9]. 13
- 1.3. Enlaces del grafeno. Debido a la hibridación de los orbitales del carbono, se observan los enlaces σ y π en grafeno, perpendiculares entre sí y formados por 3 y 1 electrones, respectivamente [16]. . . . 14
- 1.4. a) Estructura cristalina del grafeno, es una red hexagonal con dos subredes A y B descritas por los vectores base \mathbf{a}_1 y \mathbf{a}_2 . b) Red recíproca del grafeno, es una red triangular con vectores base \mathbf{b}_1 y \mathbf{b}_2 , los puntos K y K' son los conocidos puntos de Dirac en los cuales se encuentran las bandas de valencia y conducción. Estos puntos determinan las propiedades de transporte [9] 15
- 1.5. Estructura de bandas del grafeno, se muestran los puntos de Dirac, así como la dependencia lineal de la ecuación (1.1) cerca de los puntos K . La Energía de Fermi se encuentra en el plano de intersección de los puntos de Dirac. 16
- 1.6. Estructura geométrica de la muestra estudiada para la deducción teórica de la conductividad clásica de Drude para metales. 18
- 1.7. Función adimensional $f(x)$, definida de tal manera que $f(0) = 1$. Se puede ver que $f(x) \leq 1$ para $x \geq 0$ y $f(x) \approx 0$ para $x \gg 1$ 20

- 1.8. Dos electrones moviéndose a lo largo de un camino cerrado, limitado por las impurezas y defectos de la muestra. Generando un mecanismo de backscattering, conocido como efecto de localización. 23
- 2.1. Proceso de crecimiento de la muestra Gr-Ni. a) Una capa de Níquel se deposita en grafeno crecido por CVD, se lo transfiere al arreglo de electrodos de oro, se coloca polímero PMMA y se corta el grafeno con fotolitografía. Finalmente, se retira el PMMA, se calienta la muestra a $225^{\circ}C$ para la formación de Np y se vuelve a colocar polímero [19]. b) Imagen de la estructura geométrica de la muestra, la parte verde representa el grafeno mientras que la parte azul representa los contactos de Au. El centro de dicha figura se muestra la forma del dispositivo que contiene cada muestra; los contactos están nombrados para mayor facilidad en las conexiones. Tanto para Gr como para Gr-Ni, la tarjeta es idéntica. 28
- 2.2. Imágenes AFM de las muestras Gr y Gr-Ni: a) A la izquierda, superficie de grafeno, donde los puntos brillantes son restos de polímero. A la derecha, imagen vertical de las nanopartículas sobre el Gr. En b) se aprecian las alturas de las Np y de la capa de Gr en las regiones señaladas en a). Finalmente, en c) se presenta un histograma con la distribución de alturas para ambas muestras, cuya media para las Np es de $h = 3,45 \pm 0,23[nm]$ 30
- 3.1. MR para la muestra de Gr a diferentes temperaturas ajustado con el modelo de la ecuación (1.16). Claramente, a campos altos el modelo clásico proporcional a B^2 es el factor dominante. Inset: Los efectos de localización débil a temperaturas de 60K y 80K, los mismos que se presentan como un pico a campos bajos y que se saturan a $|B| \approx 0.5T$ 33
- 3.2. MR a bajos campos (-0.6 a 0.6 T) para la muestra de Gr-Ni a diferentes temperaturas. Los efectos WL son evidentes en este rango de B , en concordancia con la ecuación (1.16). 34
- 3.3. Resistencia en función de la temperatura para ambas muestras, donde la dependencia se da principalmente por las interacciones EEI y régimen WAL. 35

- 3.4. Comportamiento de los parámetros P/C^2 en función de la temperatura para cada muestra. Se observa que existe una diferencia en un factor de 4 entre las mismas lo que sugiere un posible aumento en el tiempo libre medio por la presencia de las Np. 36
- 3.5. MR a campos de hasta 3 T, el Níquel potencia la resistividad del grafeno, incrementándola con una tendencia lineal para $|B| > 1\text{T}$ a diferencia de la muestra Gr que tiene dependencia cuadrática para el mismo rango de campo. Inset: MR a bajos campos para ambas muestras a 60 y 80K. 37

Capítulo 1

Introducción

La necesidad del avance tecnológico en los últimos años con respecto al almacenamiento y transporte de información ha sido crucial en la investigación científica. Por esto, es importante la búsqueda de nuevos materiales, o variaciones de los mismos, con mejores propiedades eléctricas y magnéticas de los conocidos. De esta manera, se han estudiado diversos materiales con el fin de optimizar las características de sistemas reales. Estos materiales se han clasificado de forma general como metales, aislantes y semiconductores, cuya principal característica es la forma de su estructura de bandas, como se indica en la Figura 1.1.

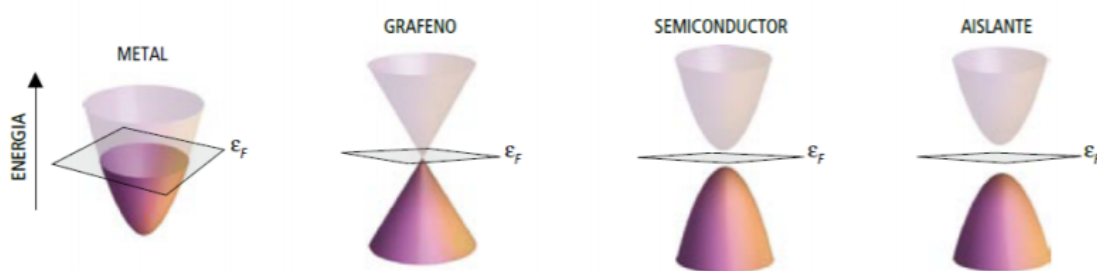


Figura 1.1: Bandas de energía para diferentes materiales [13]. El grafeno es considerado como un semimetal por ser un semiconductor de gap nulo, como se detalla en la sección 1.1.

En los últimos años, tras los estudios del grafito, que constituyen varias capas de carbonos, se descubrió el grafeno (Gr). El grafeno, considerado como un semimetal

(o semiconductor de gap 0), es una estructura bidimensional compuesta por átomos de carbono ubicados en una red cristalina hexagonal [14], como se ve en la Figura 1.2. Debido a que el grafeno tiene un espesor de 1 átomo, se dice que éste es el material electrónico en 2 dimensiones más perfecto en la naturaleza [12].

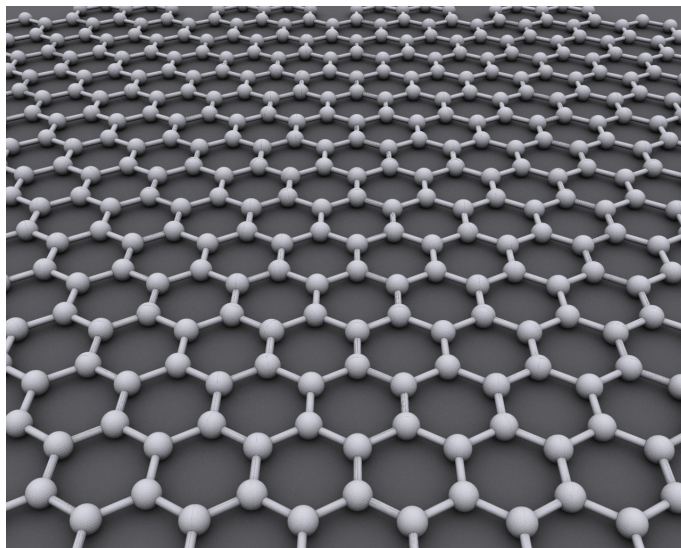


Figura 1.2: Grafeno: capa bidimensional de átomos de carbono ubicados en una estructura cristalina en forma hexagonal, es uno de los materiales más importantes de la última década [9].

Asimismo, gracias a la estructura cristalina del grafeno puro, éste tiene propiedades electrónicas peculiares y diferentes a sistemas convencionales, como alta movilidad de portadores y una relación de dispersión de electrones lineal a bajas energías, conocida como tipo Dirac [9]. Con esto, se puede analizar el comportamiento de la resistencia al variar un campo magnético o la temperatura y describir las propiedades de transporte en Gr. Este tipo de propiedades permiten realizar mejoras en sistemas tecnológicos convencionales.

Es así que este material ha sido fundamental en el avance de la física del estado sólido y, tras su popularidad, se han realizado muchas investigaciones para observar mejoras en las propiedades de magnetotransporte: composición con otro tipo materiales o varias capas Gr-Gr, por ejemplo. Consecuentemente, en este trabajo se hace un estudio de las propiedades eléctricas de una muestra de grafeno compuesto con nanopartículas de Níquel (Gr-Ni) depositadas en la superficie, y se compara con las obtenidas en una muestra únicamente de Gr.

1.1. Grafeno

El grafeno posee una estructura cristalina bidimensional compuesta por una capa de átomos de carbono organizados en una red hexagonal. El carbono es un átomo muy abundante en la naturaleza y posee una configuración electrónica $1s^2 2s^2 2p^2$, es decir que está conformado por 4 electrones en su última capa. En grafeno, la combinación de los orbitales s y p forma una hibridación sp^2 , donde 3 de los 4 electrones están ubicados en 3 enlaces colineales denominados enlaces σ que determinan las propiedades de estabilidad energética y la elasticidad del grafeno al ser fuertemente covalentes [1]. El electrón restante forma un enlace perpendicular a los anteriores, llamado enlace π , como se ilustra en la Figura 1.3.

Los carbonos están localizados en cada vértice de la estructura cristalina del grafeno; por lo cual, para describir la red hexagonal de este material se consideran dos sub redes A y B (Figura 1.4a)), con vectores base:

$$\mathbf{a}_1 = a \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2} \right), \quad \mathbf{a}_2 = a \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2} \right)$$

donde $a = \sqrt{3}a_0$ y $a_0 = 1.42\text{\AA}$ representa la distancia entre carbonos para grafeno puro [16] (Figura 1.4a)).

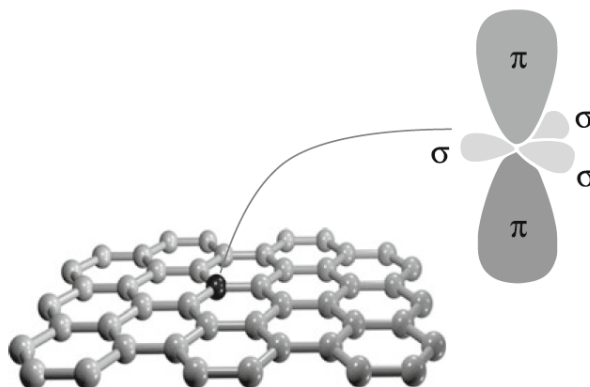


Figura 1.3: Enlaces del grafeno. Debido a la hibridación de los orbitales del carbono, se observan los enlaces σ y π en grafeno, perpendiculares entre sí y formados por 3 y 1 electrones, respectivamente [16].

De los vectores previos, se puede obtener la red recíproca que está formada por

la combinación lineal de los vectores base [9]:

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{3a}(1, \sqrt{3}), \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{3a}(1, -\sqrt{3})$$

de dicha red, mostrada en la Figura 1.4b), se muestran los puntos de Dirac \mathbf{K} y \mathbf{K}' que son aquellos en los que las bandas de conducción y valencia se conectan, siendo:

$$\mathbf{K} = \frac{4\pi}{3a} \left(\frac{\sqrt{2}}{2}, -\frac{1}{2} \right), \quad \mathbf{K}' = \frac{4\pi}{3a} \left(\frac{\sqrt{2}}{2}, \frac{1}{2} \right)$$

Ésta es la razón por la que al grafeno se lo conoce también como un semiconductor de gap cero.

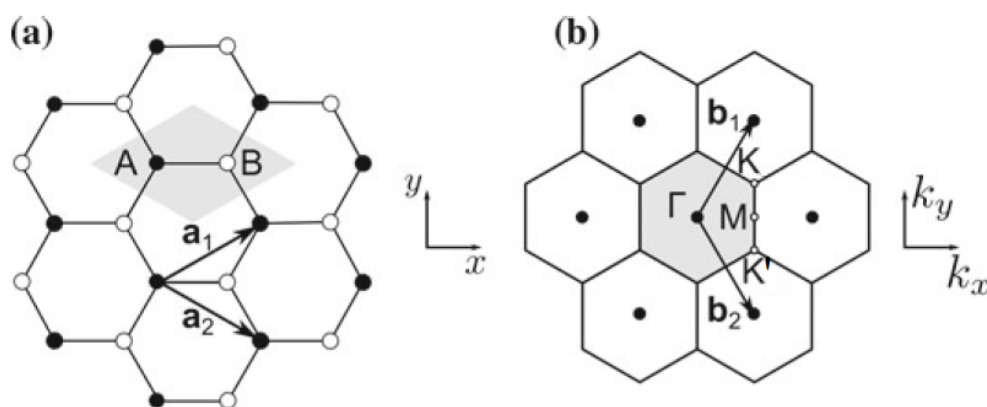


Figura 1.4: a) Estructura cristalina del grafeno, es una red hexagonal con dos subredes A y B descritas por los vectores base \mathbf{a}_1 y \mathbf{a}_2 . b) Red recíproca del grafeno, es una red triangular con vectores base \mathbf{b}_1 y \mathbf{b}_2 , los puntos K y K' son los conocidos puntos de Dirac en los cuales se encuentran las bandas de valencia y conducción. Estos puntos determinan las propiedades de transporte [9]

Utilizando los orbitales π como base para representar la función de onda de los electrones ya que éstos están ligeramente perturbados por átomos vecinos. Mientras que los enlaces σ forman bandas de valencia completamente llenas y entonces lo que sus efectos en la conductividad pueden ser ignorados. Consecuentemente, mediante el método de Tight Binding se tiene el Hamiltoniano [1]

$$\mathcal{H} = \sum_i \epsilon_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i| - \sum_l \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} t_l (|\phi_i\rangle \langle \phi_j| + |\phi_j\rangle \langle \phi_i|)$$

donde ϵ_i representa la energía de ocupación del orbital π en el átomo i , $|\phi_i\rangle$ el orbital atómico i y t_l el parámetro de hopping que representa la superposición entre orbitales, a primeros vecinos $t_l = t$. Con esto, se puede calcular la relación de dispersión del grafeno mediante la ecuación de Schrödinger $\mathcal{H} |\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle = E |\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle$ donde $\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ representa la función de Bloch correspondiente a cada átomo. Se obtiene entonces [1]:

$$E(\mathbf{k}) = \pm t \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3}k_y a_0) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a_0\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a_0\right)}.$$

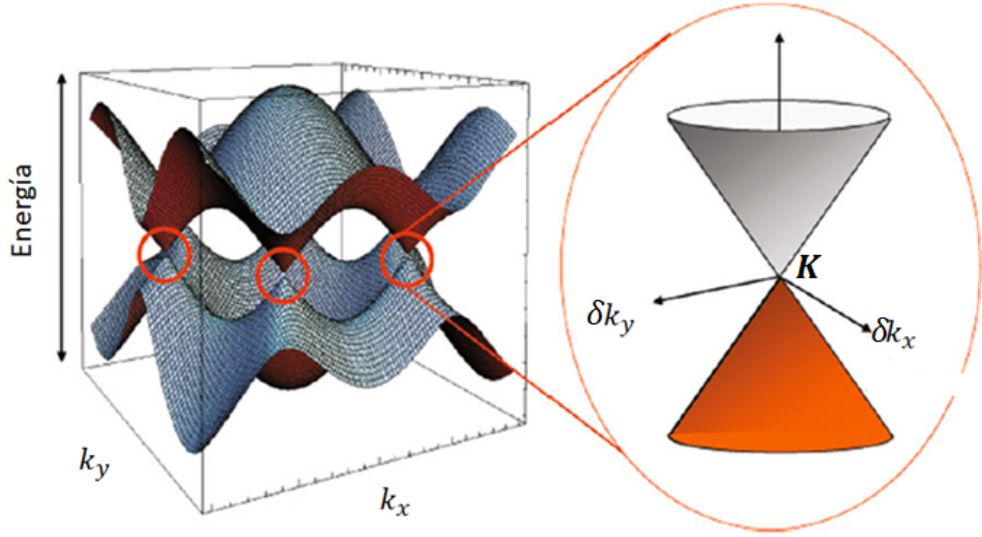


Figura 1.5: Estructura de bandas del grafeno, se muestran los puntos de Dirac, así como la dependencia lineal de la ecuación (1.1) cerca de los puntos K . La Energía de Fermi se encuentra en el plano de intersección de los puntos de Dirac.

Debido a que las propiedades de transporte ocurren cerca del nivel de Fermi ($E = 0$), entonces la ecuación previa en esta región da como resultado la relación de dispersión siguiente

$$E(\mathbf{k}) = \pm \hbar v_F |\delta \mathbf{k}| \quad (1.1)$$

donde v_F es la velocidad de Fermi de los portadores, $\delta \mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{K}$ (o $\delta \mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{K}'$) y los signos representan la banda de conducción (+) o de valencia (-). Esta ecuación muestra que existe una dependencia lineal de la energía alrededor de los puntos K (o K'), es decir que las bandas de conducción y valencia en esta región tendrán una forma de cono, como se presenta en la Figura 1.5.

1.2. Modelo Clásico de resistividad

El grafeno, gracias a que posee un gap nulo, suele tener propiedades metálicas cerca del nivel de Fermi. Es así que se puede utilizar el modelo clásico de Drude para metales, como se describe a continuación. En una configuración 2D (como es el caso de Gr), el movimiento de los electrones dentro de un campo magnético perpendicular está descrito por la aproximación por tiempo de relajación, de tal manera que la ecuación de movimiento debido a un campo electromagnético está dado por:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{m_e \mathbf{v}}{\tau} \quad (1.2)$$

donde \mathbf{v} es la velocidad del electrón, m_e su masa y τ es el tiempo de scattering o tiempo libre medio.

Como se está interesado en soluciones en equilibrio de la ecuación (1.2), se tiene:

$$\mathbf{v} + \frac{e\tau}{m_e} \mathbf{v} \times \mathbf{B} = -\frac{e\tau}{m_e} \mathbf{E} \quad (1.3)$$

Considerando que \mathbf{B} está en la dirección \mathbf{z} , perpendicularmente a la muestra como se ve en la Figura 1.6, entonces las dos componentes de la ecuación previa se escriben de la siguiente manera:

$$v_x + \frac{e\tau}{m_e} B v_y = -\frac{e\tau}{m_e} E_x \quad (1.4)$$

$$v_y - \frac{e\tau}{m_e} v_x B = -\frac{e\tau}{m_e} E_y \quad (1.5)$$

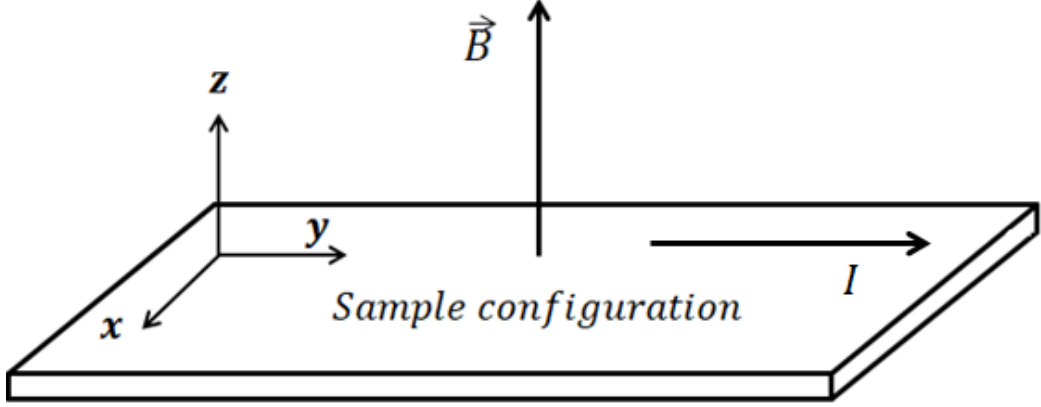


Figura 1.6: Estructura geométrica de la muestra estudiada para la deducción teórica de la conductividad clásica de Drude para metales.

Ahora, como la densidad de corriente está dada por $\mathbf{J} = -nev$, con n como la densidad de electrones del material estudiado, entonces (1.4) y (1.5) pueden reescribirse como:

$$J_x + (\omega_B \tau) J_y = \frac{e^2 n \tau}{m_e} E_x \quad (1.6)$$

$$J_y - (\omega_B \tau) J_x = \frac{e^2 n \tau}{m_e} E_y \quad (1.7)$$

o de forma matricial:

$$\begin{pmatrix} 1 & \omega_B \tau \\ -\omega_B \tau & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^2 \tau n \\ m_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

donde $\omega_B = \frac{e}{m_e} B$ es la frecuencia de ciclotrón.

Invirtiendo y haciendo uso de la Ley de Ohm $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$, donde ρ es la resistividad

del material. Se tiene que la expresión para la resistividad longitudinal es:

$$\rho_{xx} = \rho_D = \frac{m_e}{ne^2\tau} \quad (1.9)$$

Debido a que las correcciones que se presentan posteriormente están enfocadas únicamente en la conductividad longitudinal, la expresión clásica (1.8) es suficiente.

1.3. Interacciones Electrón-Electrón en Grafeno

Hasta este punto se ha hablado del grafeno puro. Sin embargo, debido a que es un material de un átomo de espesor, es muy sensible a defectos, impurezas e interacciones. De esta manera, en muestras reales de Gr donde las impurezas y defectos son factores importantes, son necesarias correcciones del modelo clásico de Drude. Este tipo de efectos, dan una dependencia adicional a la conductividad con respecto a la temperatura (T) y campo magnético (B) y están relacionados con procesos de scattering. El proceso físico más relevante corresponde a una dependencia en T y se debe a la *interacción electrón-electrón* (IEE), que representa la dispersión elástica de un electrón producido por el potencial creado por otro electrón. Las IEE no dan ninguna contribución para la conductividad transversal σ_{xy} , de hecho la corrección por este efecto ($\Delta\sigma_{IEE}$) es para la conductividad longitudinal σ_{xx} . Dicha corrección se presenta de forma independiente al campo magnético siempre y cuando B sea menor que el campo crítico $B_c = \pi k_B T / 2\mu_B$ [8], donde $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ y $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$ es el magnetón de Bohr. En nuestro caso, la temperatura mínima es 50K, por lo tanto $B_c \geq 117 \text{ T}$, es decir esta condición se satisface para todo el rango de temperaturas y de campos estudiados en este trabajo, ya que el campo magnético aplicado no supera los 3T. Por lo tanto, la ecuación (1.10) muestra la expresión que se debe añadir a la conductancia [18]

$$\Delta\sigma_{IEE}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}\right) + e^2 \frac{k_B T \tau}{\pi\hbar^2} \left[1 - \frac{3}{8} f(k_B T \tau / \hbar)\right] \quad (1.10)$$

donde τ es el tiempo de scattering (del modelo de Drude) y $f(x)$ está definida como:

$$\begin{aligned}
f(x) = & \frac{8}{3} \int_0^\infty dz \left[\frac{\partial}{\partial z} (z \coth(z)) - 1 \right] \\
& \times \left\{ \frac{xz}{\pi} H(2xz) \ln 2 + \frac{1}{\pi} [1 + H(2xz)] \arctan \frac{1}{2xz} \right. \\
& + \frac{xz}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + H(2xz) \right] \ln \left(1 + \frac{1}{(2xz)^2} \right) \\
& \left. \frac{2}{\pi} \arctan(\Omega\tau) - 1 \right\}
\end{aligned}$$

con $H(x) = \frac{1}{4+x^2}$ y Ω representa la frecuencia de interacción [18]. Debido a la complejidad de $f(x)$, en la Figura 1.7 se muestra su gráfico que la caracteriza.

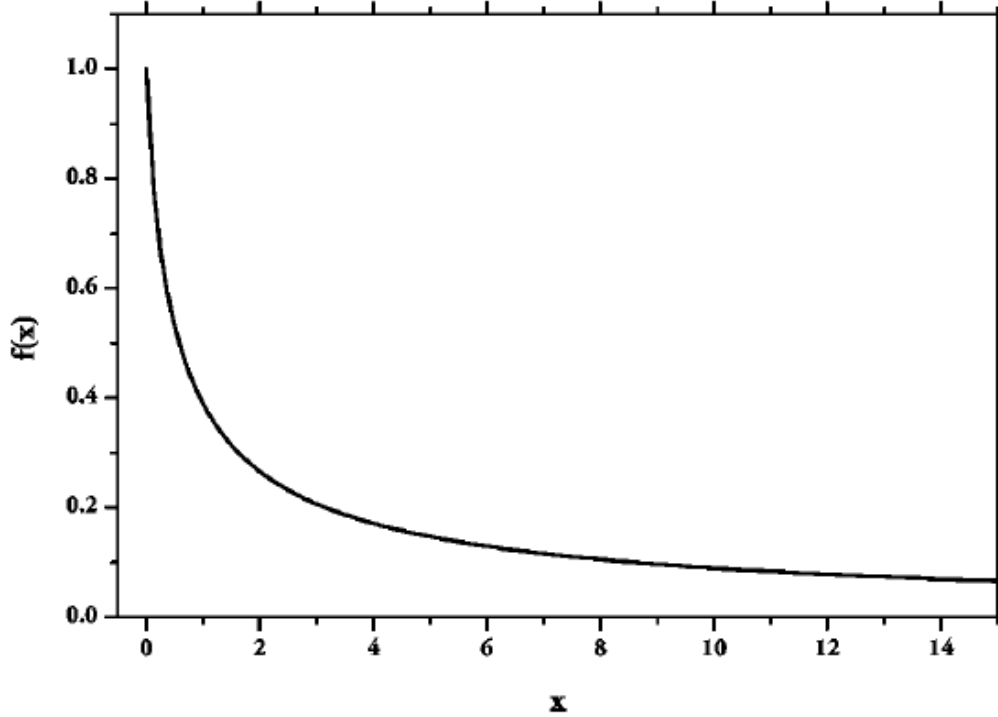


Figura 1.7: Función adimensional $f(x)$, definida de tal manera que $f(0) = 1$. Se puede ver que $f(x) \leq 1$ para $x \geq 0$ y $f(x) \approx 0$ para $x \gg 1$.

Se puede ver claramente que las IEE son dependientes exclusivamente de la temperatura y el tiempo libre medio de los portadores, τ . Para bajos valores de

$T\tau$ el término dominante es el logaritmo (denominado régimen difusivo, $\frac{k_B T \tau}{\hbar} \ll 1$), y $\sigma_{IEE} < 0$. En contraste, para $T\tau$ muy grandes la dependencia lineal es la predominante para la conductancia (régimen balístico, $\frac{k_B T \tau}{\hbar} \gg 1$), y $\sigma_{IEE} > 0$. Por otra parte, las IEE dependen de las muestras que se están estudiando debido al τ . En grafeno, el valor típico del tiempo libre medio es ~ 0.065 ps dando así $\frac{k_B T \tau}{\hbar} \sim 0.510$ indicando que para la muestra de grafeno se esperaría que la conductancia esté en un régimen intermedio (entre balístico y difusivo).

Debido a que las IEE generan efectos colectivos de largo alcance porque contienen interacciones de Coulomb, se puede calcular la corrección de este efecto en la resistividad de Drude. Ya que las interacciones electrón electrón no proporcionan contribución alguna a la conductividad transversal clásica, se tiene:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} & \left(\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2}\right)\omega_B\tau \\ -\left(\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2}\right)\omega_B\tau & \frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} \end{pmatrix}$$

donde $\sigma_D = ne^2\tau/m_e$. Invirtiendo la matriz previa para obtener la de resistividad corregida:

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} & \left(\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2}\right)\omega_B\tau \\ -\left(\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2}\right)\omega_B\tau & \frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Lo cual conlleva al siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} \rho_{xx} \left[\frac{\sigma_D}{1 + \omega_B^2 \tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} \right] + \rho_{xy} \left(\frac{\sigma_D}{1 + \omega_B^2 \tau^2} \right) \omega_B \tau &= 1 \\ \rho_{xx} \left(\frac{\sigma_D}{1 + \omega_B^2 \tau^2} \right) \omega_B \tau + \rho_{xy} \left[\frac{\sigma_D}{1 + \omega_B^2 \tau^2} + \Delta\sigma_{IEE} \right] &= 0 \end{aligned}$$

de donde se obtiene que la resistividad longitudinal es

$$\begin{aligned}\rho_{xx} &= \frac{\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE}}{\left(\frac{\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2} + \Delta\sigma_{IEE}\right)^2 + \left(\frac{\omega_B\tau\sigma_D}{1+\omega_B^2\tau^2}\right)^2} \\ &= \frac{[\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE}(1 + \mu^2 B^2)](1 + \mu^2 B^2)}{\sigma_D^2 + 2\sigma_D\Delta\sigma_{IEE}(1 + \mu^2 B^2) + \Delta\sigma_{IEE}^2(1 + \mu^2 B^2)^2 + \mu^2 B^2\sigma_D^2}\end{aligned}$$

donde $\mu = e\tau/m_e$ es la movilidad de los portadores. De aquí en adelante se desprecian los términos de cuarto orden en μB , entonces se tiene que:

$$\begin{aligned}\rho_{xx} &= \frac{\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE} + 2\mu^2 B^2 \Delta\sigma_{IEE} + \mu^2 B^2 \sigma_D}{(\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE})^2 + \mu^2 B^2 [(\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE})^2 + \Delta\sigma_{IEE}^2]} \\ &= \frac{1}{(\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE})^2} \left\{ \frac{\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE} + 2\mu^2 B^2 \Delta\sigma_{IEE} + \mu^2 B^2 \sigma_D}{1 + \mu^2 B^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\sigma_{IEE}^2}{\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE}}\right)^2\right]} \right\}\end{aligned}$$

como $\Delta\sigma_{IEE} \ll \sigma_D$ y $\rho_D = 1/\sigma_D$, mediante una expansión de Taylor, se obtiene

$$\begin{aligned}\rho_{xx} &= \frac{1}{1 + 2\Delta\sigma_{IEE}\rho_D} (\rho_D + \rho_D^2\Delta\sigma_{IEE} + 2\mu^2 B^2 \rho_D^2\Delta\sigma_{IEE} + \\ &\quad \mu^2 B^2 \rho_D) \left\{ 1 - \mu^2 B^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\sigma_{IEE}^2}{\sigma_D + \Delta\sigma_{IEE}} \right)^2 \right] \right\} \\ \rho_{xx} &= (\rho_D + \rho_D^2\Delta\sigma_{IEE} + 2\mu^2 B^2 \rho_D^2\Delta\sigma_{IEE} + \\ &\quad \mu^2 B^2 \rho_D) (1 - \mu^2 B^2) (1 - 2\Delta\sigma_{IEE}\rho_D)\end{aligned}$$

Resolviendo el álgebra se llega a la expresión de la resistividad longitudinal corregida por interacciones electrón electrón, como se muestra en la ecuación (1.11):

$$\rho_{D,IEE}(B, T) = \rho_{xx} = \rho_D(T) + (\rho_D(T))^2(\mu^2 B^2 - 1)\Delta\sigma_{IEE}(T) \quad (1.11)$$

1.4. Localización y Antilocalización Débil en Grafeno

De la misma manera, otro efecto cuántico importante que hay que considerar está dado por la distribución de las impurezas y defectos sobre las muestras estudiadas. Aquí, a campos bajos, los efectos de interferencia de los electrones con la red cristalina produce un aumento en la resistencia, tal efecto es conocido como *Localización Débil (WL)* [9]. Este efecto es visible al aplicar un campo magnético lo suficientemente pequeño para no cambiar la trayectoria de los portadores y suficientemente fuerte para introducir fases adicionales en la función de onda, las que conllevan a procesos de interferencia. WL se manifiesta como un pico de resistividad eléctrica en $B = 0$.

Se debe tener en cuenta que al aplicar B pequeños en dirección perpendicular a la propagación de corriente, al considerar trayectorias cerradas se produce un desfase en las funciones de onda de los electrones, a esta diferencia de fases se la denomina como fase magnética $\phi_{mag}(B)$ y depende únicamente de la magnitud de campo aplicado.

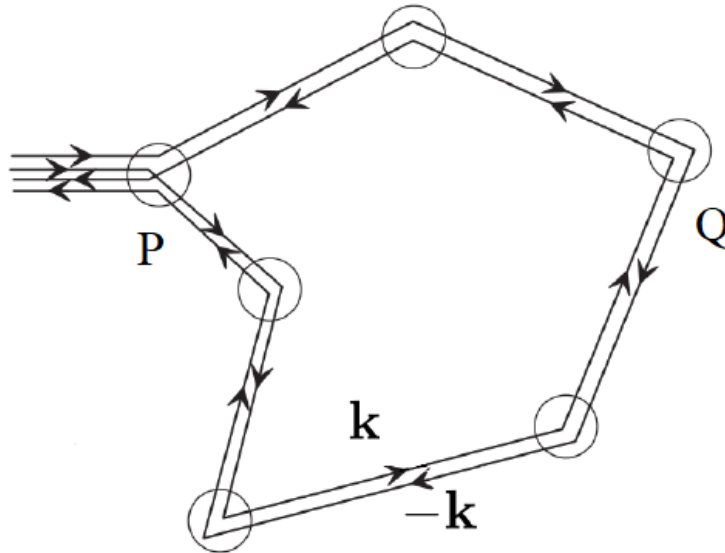


Figura 1.8: Dos electrones moviéndose a lo largo de un camino cerrado, limitado por las impurezas y defectos de la muestra. Generando un mecanismo de backscattering, conocido como efecto de localización.

Si se consideran dos electrones moviéndose a lo largo de un camino cerrado (Figura 1.8), con momentos \mathbf{p} y $-\mathbf{p}$, respectivamente. Ambos tendrán una diferencia de fases proporcional a 2π en el punto P adicional a la fase magnética. Entonces, en el punto P , la diferencia de fase total entre ambos electrones:

$$\Delta\phi_{total}(B) = 2\pi + \phi_{mag}(B) \quad (1.12)$$

De esta expresión es claro que a campos magnéticos nulos ($\phi_{mag}(B) = 0$), existe interferencia constructiva entre los electrones, por lo que este efecto proporciona un mecanismo de backscattering, proceso es denominado Localización Débil (WL). Sin embargo, al añadir un campo magnético externo, la fase magnética tiene un valor diferente a cero destruyendo la interferencia constructiva y generando así una disminución en la resistividad.

Aún así, en grafeno la situación es diferente. Debido a la distribución hexagonal de su red, existe una fase adicional de π adquirida por los electrones, esta fase es denominada “Fase geométrica” o “Fase de Berry”. Lo cual anula el proceso de backscattering (a campos magnéticos nulos) y produce una disminución en la resistividad. Pero este proceso ocurre únicamente en grafeno puro, sin defectos. Para grafeno real, la interacción entre electrones de los puntos K y K’ (scattering intervalley) tiene un rol fundamental que permite restaurar el efecto de localización débil típico de electrones [11], como se mencionó previamente.

Consecuentemente, así como en el caso de EEIs, se presenta una corrección en la conductividad debido al efecto de WL, como se muestra en la ecuación (1.13) [15]:

$$\Delta\sigma_{WL}(B) = \frac{e^2}{24\pi h} \left(\frac{4eDB\tau_\phi}{\hbar} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{(1 + 2\tau_\phi/\tau_i)^2} - \frac{2}{(1 + \tau_\phi/\tau_i + \tau_\phi/\tau_*)^2} \right) \quad (1.13)$$

donde τ_ϕ representa el tiempo en que los portadores pierden información de la fase (tiempo de defasaje), τ_i representa el tiempo de scattering intervalley y τ_* el tiempo de scattering debido a defectos, corrugaciones y dislocaciones del grafeno.

De la ecuación previa, se puede ver que el proceso de WL está determinado por los tiempos de scattering y τ_ϕ . Entonces, τ_ϕ/τ_i y τ_ϕ/τ_* pequeños reducen la localización; esto se puede lograr aumentando la temperatura (τ_ϕ decrece) y

disminuyendo la densidad de portadores (τ_i aumenta) [15].

1.5. Magnetorresistencia en las muestras de Gr y Gr-Ni

Debido a que la corrección dada por el efecto de WL representa un nuevo proceso de scattering determinado por la interacción intervalley y ocurre únicamente en la conductividad longitudinal, se utiliza la regla de Matthiessen [2] para resistividades entre las expresiones (1.11) y (1.13), como sigue:

$$\rho(B, T) = \rho_{D,IEE}(B, T) + \rho_{WL}(B),$$

Por lo tanto, la expresión teórica para la resistividad total se muestra a continuación:

$$\rho(B, T) = \rho_D(T) + (\rho_D(T))^2(\mu^2 B^2 - 1)\Delta\sigma_{EEI}(T) + \frac{1}{\Delta\sigma_{WL}(B) + 1/\rho_{WL,0}} \quad (1.14)$$

donde $\rho_{WL,0}$ representa el valor de resistividad a campo 0 del efecto de localización débil ($\rho_{WL}(B = 0)$).

Asimismo, por definición [2], la magnetorresistencia (MR) se define como:

$$MR(B, T) = \frac{\rho(B, T) - \rho(0, T)}{\rho(0, T)} \quad (1.15)$$

donde $\rho(0, T) = \rho_D(T) + \rho_{WL,0} - (\rho_D(T))^2\Delta\sigma_{EEI}(T)$, y entonces la expresión de la MR para las muestras utilizadas en este trabajo es:

$$MR(B, T) = \frac{(\rho_D(T))^2\mu^2 B^2\Delta\sigma_{EEI}(T) + \frac{1}{\Delta\sigma_{WL}(B) + 1/\rho_{WL,0}} - \rho_{WL,0}}{\rho_D(T) + \rho_{WL,0} - (\rho_D(T))^2\Delta\sigma_{EEI}(T)} \quad (1.16)$$

De esta forma se puede ver que, a diferencia del modelo clásico, la MR es una función dependiente de la temperatura y del campo magnético (debido a IEEs) y se espera un pico a bajos campos (debido a WL). Por tanto, en este trabajo se realiza un análisis de MR para ambas muestras (Gr y Gr-Ni) con el modelo propuesto en la ecuación (1.16).

1.6. Motivaciones

A pesar de que se han realizado muchos estudios sobre las propiedades de magnetotransporte en grafeno, hay muy poca información sobre materiales con grafeno y nanopartículas magnéticas (como es el caso del Níquel). La caracterización de este tipo de configuraciones es fundamental para mejorar las propiedades eléctricas de los materiales conocidos y aplicarlos a gran escala en la tecnología. Por lo que, la importancia de las interacciones de electrones por la presencia de impurezas debe ser considerado siempre para explicar tanto la dependencia con temperatura como el pico a bajos campos (y bajas temperaturas) de la resistividad. Por lo tanto, en este trabajo se pretende ver el comportamiento de las nanopartículas magnéticas sobre el grafeno y cómo esta configuración cambia las propiedades de transporte eléctrico con respecto a Gr puro.

Capítulo 2

Características y Crecimiento

Ambas muestras fueron fabricadas en la Universidad de Pennsylvania por el Departamento de Ciencia de Materiales e Ingeniería, Estados Unidos. La muestra Gr-Ni fue crecida de la siguiente manera: se obtuvo grafeno por medio del método CVD (Chemical Vapor Deposition) y se le depositó una película de ancho $t = 2\text{Å}$ de Níquel. Luego la película resultante fue transferida a un arreglo de 10 electrodos de oro suspendidos en Si/SiO_2 y se modelaron los canales de grafeno mediante fotolitografía¹. Finalmente, se calentó la muestra a $225^\circ C$ para que, por tensión superficial, la película de Ni coalesciera formando partículas de níquel con simetría esférica, Figura 2.1a), y para terminar se añadió polímero PMMA (metacrilato) para proteger la muestra en mención [19]. La estructura geométrica se detalla en la Figura 2.1b) y el dispositivo final sobre el que se encuentra montada la muestra se observa en la Figura 2.1c).

De manera similar, la muestra Gr se creció mediante el mismo proceso sin añadir el Níquel. Además, posee la misma forma geométrica presentada en la Figura 2.1b).

¹La referencia [19] brinda mucha más información y detalles del proceso de crecimiento de las muestras Gr y Ni-Gr.

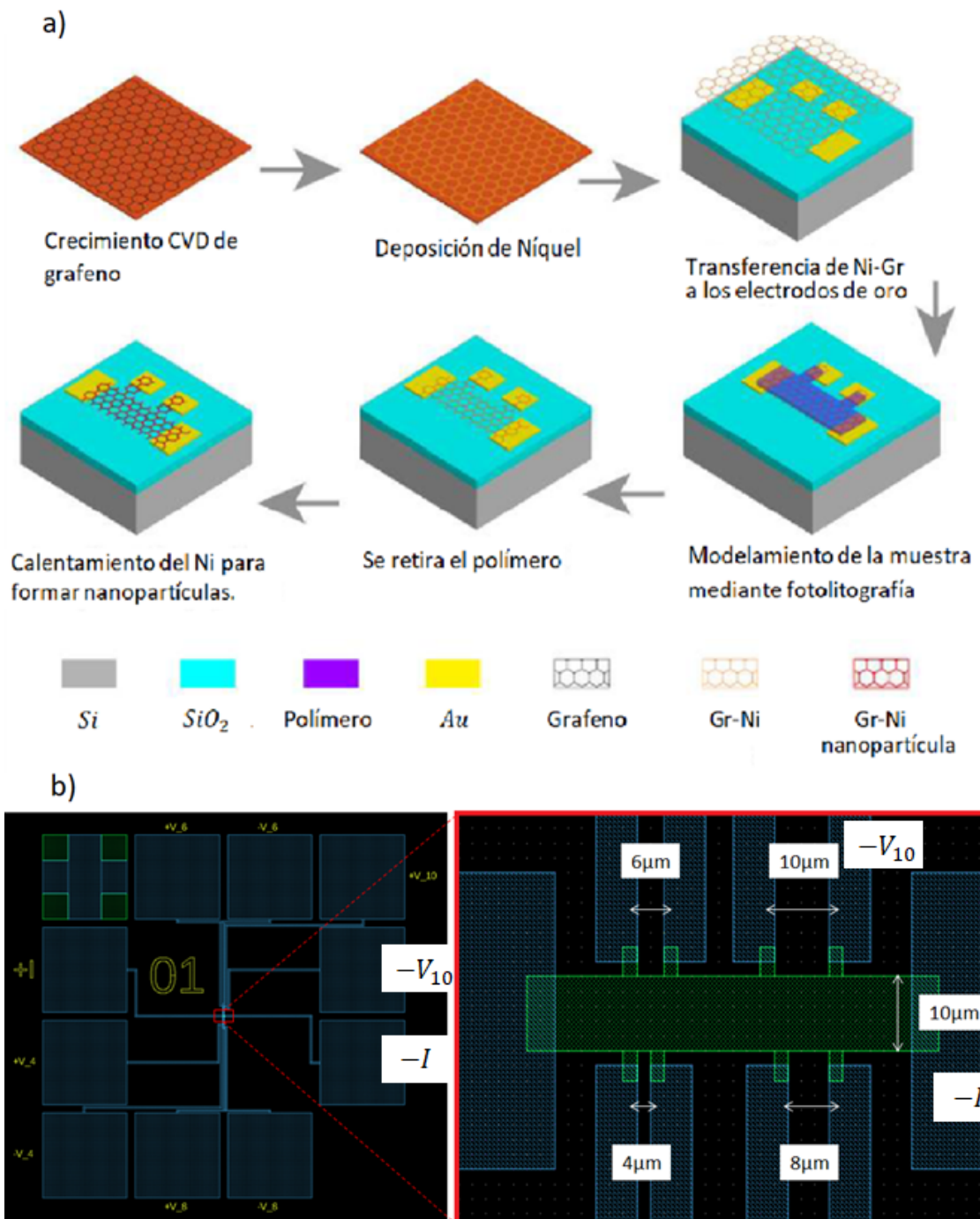


Figura 2.1: Proceso de crecimiento de la muestra Gr-Ni. a) Una capa de Níquel se deposita en grafeno crecido por CVD, se lo transfiere al arreglo de electrodos de oro, se coloca polímero PMMA y se corta el grafeno con fotolitografía. Finalmente, se retira el PMMA, se calienta la muestra a $225^{\circ}C$ para la formación de Np y se vuelve a colocar polímero [19]. b) Imagen de la estructura geométrica de la muestra, la parte verde representa el grafeno mientras que la parte azul representa los contactos de Au. El centro de dicha figura se muestra la forma del dispositivo que contiene cada muestra; los contactos están nombrados para mayor facilidad en las conexiones. Tanto para Gr como para Gr-Ni, la tarjeta es idéntica.

Es importante notar que en este trabajo únicamente se tomaron en cuenta dos contactos para ambas muestras: $-V_{10}$ y $-I$. La razón de esto es que la corriente no circula del electrodo $+I$ al electrodo $-I$ y puede haberse dado por dos motivos: 1) la película de grafeno es discontinua o 2) los pequeños contactos de grafeno que sobresalen de la muestra (Figura 2.1b)) pueden haberse fisurado durante el proceso de transferencia. Esta limitación no permite considerar el factor geométrico para los cálculos de resistividad correspondientes y en consecuencia se utilizaron valores relativos, como es el caso de la magnetorresistencia.

Debido a que la muestra Gr-Ni contiene nanopartículas depositadas en su superficie, es necesario tener información sobre su distribución con respecto al grafeno. Ésto debido a que existe la posibilidad de que la corriente circule entre Np. Por lo tanto, hay dos posibles escenarios en los que los electrones no tocarían el grafeno: a) las nanopartículas están tocándose entre sí o b) el fenómeno de percolación.

Para esto, en la Figura 2.2 se proporcionan imágenes de AFM (Atomic Force Microscopy) donde se puede visualizar y calcular la altura promedio de las nanopartículas. Con este valor, además del ancho de la capa de Ni depositado ($t = 2\text{Å}$), asumiendo que las Np tienen simetría semi-esférica e igualando el volumen de Níquel depositado con el volumen actual, se tiene que la distancia borde a borde entre Np es:

$$D = h \left[\sqrt{\frac{2\pi h}{3t}} - 2 \right], \quad (2.1)$$

donde, h representa la altura promedio de las Np y t el ancho de Ni depositado.

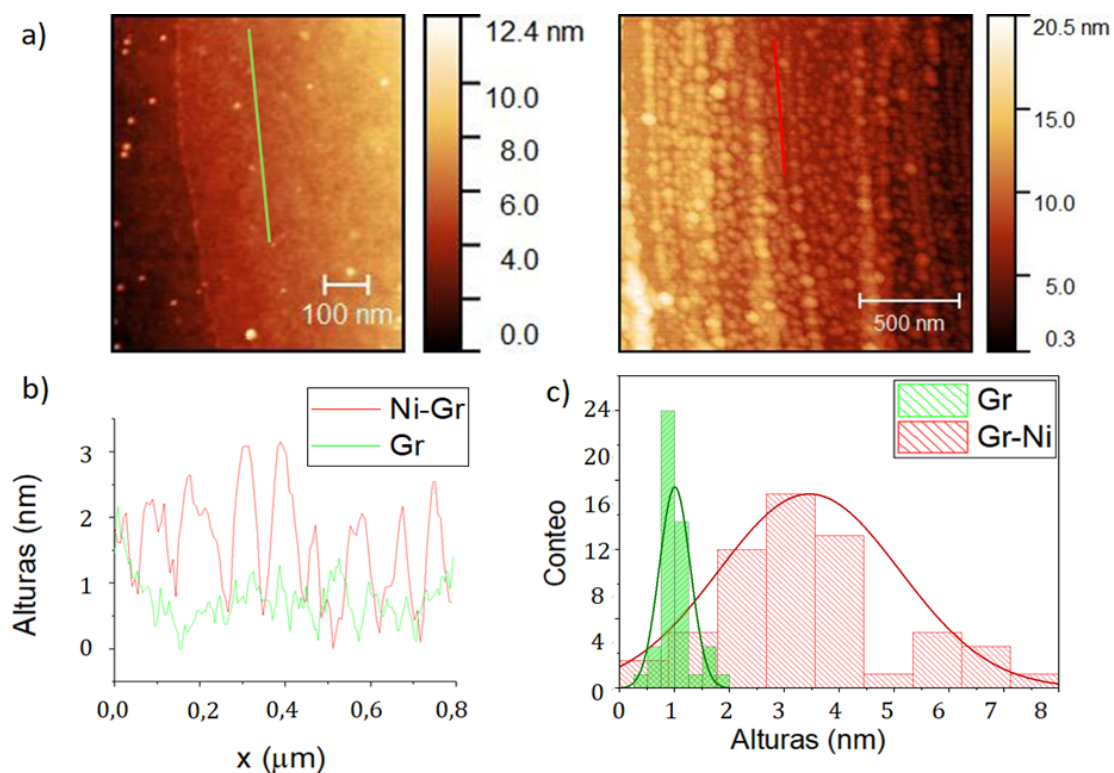


Figura 2.2: Imágenes AFM de las muestras Gr y Gr-Ni: a) A la izquierda, superficie de grafeno, donde los puntos brillantes son restos de polímero. A la derecha, imagen vertical de las nanopartículas sobre el Gr. En b) se aprecian las alturas de las Np y de la capa de Gr en las regiones señaladas en a). Finalmente, en c) se presenta un histograma con la distribución de alturas para ambas muestras, cuya media para las Np es de $h = 3,45 \pm 0,23[nm]$.

Con estos datos se puede calcular mediante la ecuación (2.1) que la distancia entre Np es $13,84 \pm 2,53[nm]$, lo cual indica que los electrones no circulan entre Np². Por otra parte, el fenómeno de percolación se define como la probabilidad u ocupación en la que dos sitios se conectan entre sí por medio de un camino aleatorio [4]. Por lo tanto, en la muestra Gr-Ni, a pesar de que en promedio las partículas no estén juntas entre sí, podría existir estadísticamente un camino de Np juntas que une los electrodos $-V_{10}$ y $-I$ siempre y cuando la fracción de área ocupada supere el denominado límite de percolación. Es así que, la fracción de área de Ni ocupada en la muestra es de:

²Puede asumirse también simetría elipsoidal o cilíndrica, en cuyos casos la distancia promedio entre Np es de $\approx 6,92 [nm]$ o $\approx 9,25 [nm]$, respectivamente. Sin embargo, la tensión superficial fuerza a las nanopartículas a adquirir la forma que cueste menos energía (semi-esferas).

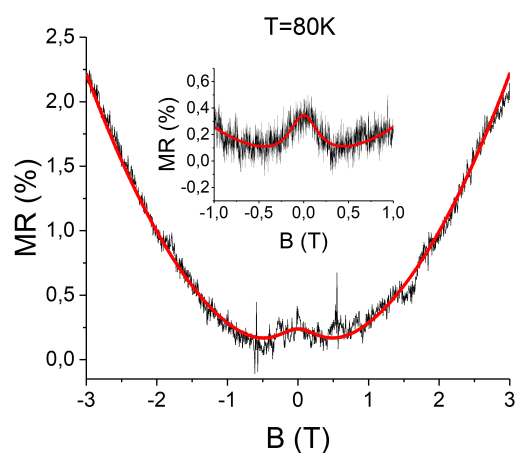
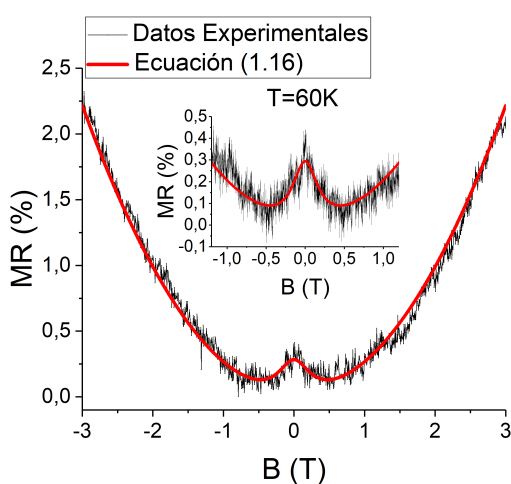
$$\frac{A_{Np}}{A_{Gr}} = \frac{3t}{2h} = (8,7 \pm 0,6) \%. \quad (2.2)$$

que es muy inferior al límite de 50 % para percolación en 2D [3]. En consecuencia, los electrones circulan por el grafeno y no por las Np, lo que es importante para obtener conclusiones acerca de las propiedades de grafeno.

Capítulo 3

Resultados

Las mediciones fueron realizadas en el laboratorio de Física del Estado Sólido de la Universidad San Francisco de Quito. Se utilizó un sistema de medición de propiedades físicas criogénicas, Versalab de Quantum Design, a temperaturas de 55 a 300K con campos magnéticos de -3 a 3 T. Para obtener las curvas de magnetorresistencia se realizaron medidas a cuatro puntas con dos inversiones de corriente para cada valor de temperatura. La corriente es paralela al plano de la muestra y el campo es aplicado perpendicularmente a la misma (dirección $[0,0,1]$). Los resultados obtenidos para cada una de las muestras estudiadas se presentan a continuación:



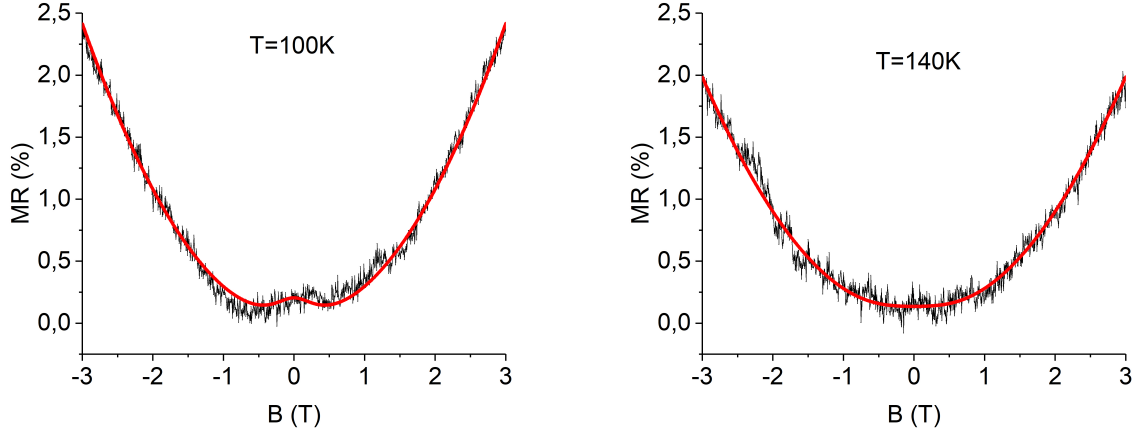


Figura 3.1: MR para la muestra de Gr a diferentes temperaturas ajustado con el modelo de la ecuación (1.16). Claramente, a campos altos el modelo clásico proporcional a B^2 es el factor dominante. Inset: Los efectos de localización débil a temperaturas de 60K y 80K, los mismos que se presentan como un pico a campos bajos y que se saturan a $|B| \approx 0.5T$.

Si bien la presencia de ruido es considerable, las curvas principales están bien definidas. Para campos menores que 0.5T los efectos de WL son apreciables y dominantes en las propiedades magnetorresistivas. El efecto de WL se observó como un pico para $B = 0$, debido a la aparición de backscattering por interferencia cuántica. Al aumentar T el pico correspondiente al efecto de localización débil se va perdiendo (a 140K éste se pierde totalmente). Ésto se da principalmente porque los electrones pierden la información de su fase cuántica (es decir que los efectos cuánticos se reducen), entonces el tiempo de defasaje τ_ϕ disminuye, por lo que el pico se desvanece. La WL satura rápidamente a campos bajos, a partir de los cuales se observa un incremento en la resistencia de forma cuadrática, que es el esperado en el modelo de Drude corregido por la IEE. Las curvas se ajustaron según la expresión:

$$R = C + PB^2 + \frac{1}{DB^2 + 1/A} \quad (3.1)$$

donde los parámetros son $A = \rho_{WL,0}$, $C = \rho_D - \rho_D^2 \Delta\sigma_{IEE}$, $D = \Delta\sigma_{WL}/B^2$, y $P = \rho_D^2 \mu^2 \Delta\sigma_{IEE}$. Resultados similares¹ para la muestra Gr-Ni se muestran en la Figura 3.2.

¹En realidad las Figuras 3.1 y 3.2 fueron ajustadas mediante una expresión similar a (3.1) para la MR. Sin embargo, se usa esta ecuación por facilidad en el análisis posterior en cuanto a la magnetorresistencia a campos magnéticos altos en la muestra Gr-Ni.

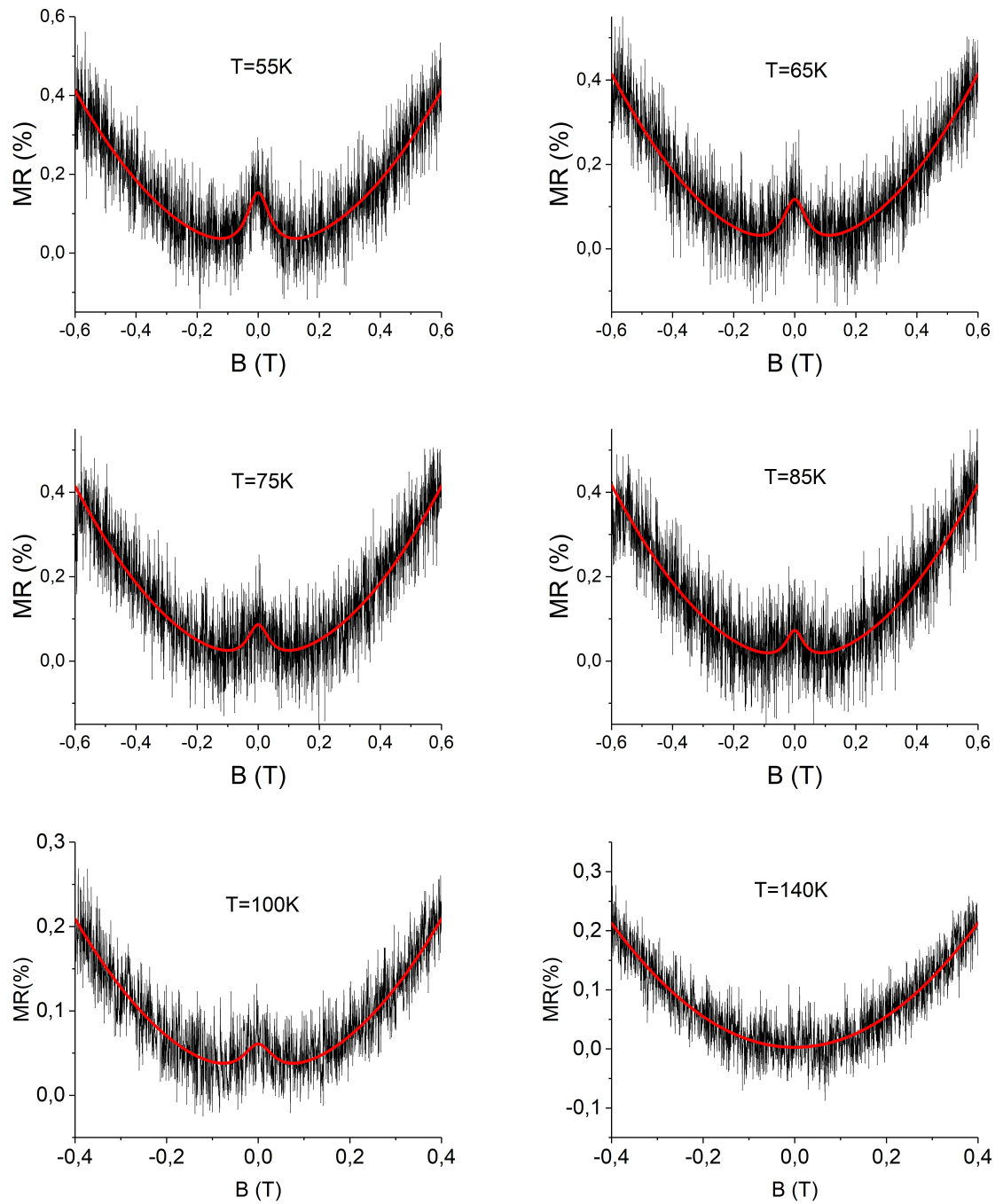


Figura 3.2: MR a bajos campos (-0.6 a 0.6 T) para la muestra de Gr-Ni a diferentes temperaturas. Los efectos WL son evidentes en este rango de B , en concordancia con la ecuación (1.16).

En esta muestra, los resultados obtenidos para campos magnéticos bajos (desde -0.6 hasta 0.6 T) muestran también los efectos de WL. Sin embargo, en este caso se saturan mucho más rápido que en la muestra de Gr, para campos mayores a $|B| = 0.1$ T dichos efectos son contrarrestados por la parte parabólica de la MR. Una explicación a este comportamiento es que las nanopartículas de Ni sean una fuente adicional de electrones, disminuyendo así la densidad de portadores de carga para el grafeno, permitiendo que el tiempo τ_i aumente con campos muy pequeños.

Por otro lado, las curvas de resistencia en función de la temperatura, para un rango desde 60 a 300 K se presentan en la Figura 3.3, tanto para $B = 0$ como para $B = 3$ T. Aquí es importante distinguir que para campos magnéticos nulos la contribución está dada fundamentalmente por el modelo de Drude, con pequeñas correcciones de IEE y los efectos WL.

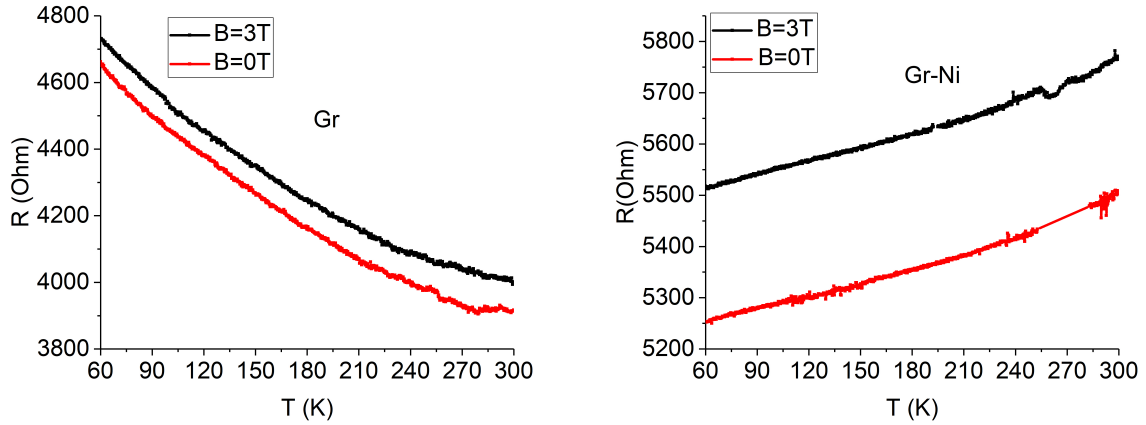


Figura 3.3: Resistencia en función de la temperatura para ambas muestras, donde la dependencia se da principalmente por las interacciones EEI y régimen WAL.

Puesto que el grafeno está colocado sobre una capa de Si , es probable que este material esté quitando electrones del Gr, similar a un dopaje de huecos, lo cual explicaría su comportamiento aislante. Asimismo, al aumentar Ni se esperaría que se esté reestableciendo (o incluso aumentando) la densidad de electrones de Gr puro, por lo que tiende a comportarse de manera metálica (dependencia lineal en T). Esto podría darse debido a que existen más interacciones por la presencia de las Np de Ni (τ_i aumenta), es decir que el comportamiento metálico sea consecuencia de que E_F se acerca al punto de Dirac. Sin embargo, también es posible que exista más scattering spin-órbita debido a la presencia de impurezas magnéticas, lo que resulta en una dependencia lineal del tiempo de defasaje con la temperatura,

$\tau_\phi^{-1} \propto T$ (disminuyendo así τ_ϕ en la muestra Gr-Ni) [10].

Hasta este punto se han analizado los efectos de las Np de Ni a campos bajos. Pero, a campos magnéticos altos (de hasta 3T) el comportamiento de la magnetorresistencia ya no se comporta como el modelo propuesto en la ecuación (1.16). Se observa que a campos mayores que 1T, la resistencia tiende a comportarse de forma lineal con B (Figura 3.5). Este hecho se puede analizar mediante el comportamiento del tiempo libre medio τ y de la corrección $\Delta\sigma_{IEE}$ con respecto a la temperatura en ambas muestras. Tomando en cuenta el término que acompaña a B^2 en las ecuaciones (1.14) y(3.1), se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{P}{C^2} &\propto \frac{\rho_D^2 \mu^2 \Delta\sigma_{IEE}}{(\rho_D - \rho_D^2 \Delta\sigma_{IEE})^2} \\ &\approx \frac{\rho_D^2 \mu^2 \Delta\sigma_{IEE}}{\rho_D^2 (1 - \rho_D \Delta\sigma_{IEE})^2} \\ &\approx \frac{\rho_D^2 \mu^2 \Delta\sigma_{IEE}}{\rho_D^2 (1 - 2\rho_D \Delta\sigma_{IEE})} \\ &\approx \mu^2 \Delta\sigma_{IEE} \end{aligned}$$

ya que $\Delta\sigma_{IEE} \ll 1/\rho_D = \sigma_D$. La Figura 3.4 muestra los resultados obtenidos.

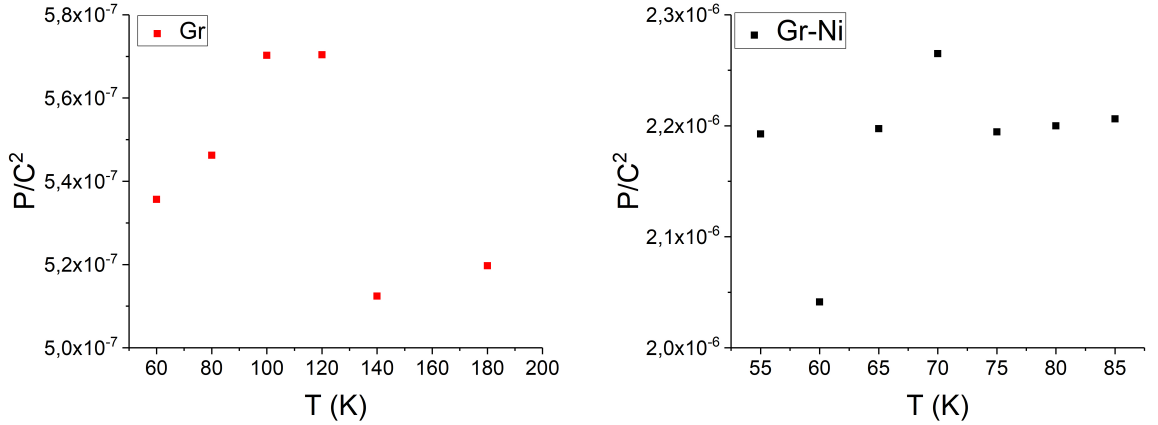


Figura 3.4: Comportamiento de los parámetros P/C^2 en función de la temperatura para cada muestra. Se observa que existe una diferencia en un factor de 4 entre las mismas lo que sugiere un posible aumento en el tiempo libre medio por la presencia de las Np.

Se observa que en la muestra de Gr $P/C^2 \approx 5,4 \times 10^{-7}$, mientras que para

Gr-Ni $P/C^2 \approx 2,2 \times 10^{-6}$. Es decir que la presencia de las Np genera un aumento de un factor de 4 a $\Delta\sigma_{IEE}\mu^2$. Para esto se tienen dos posibles argumentos: 1) baja el número de portadores, por tanto aumenta el tiempo libre medio τ y consecuentemente la MR sube (régimen balístico) o 2) el campo magnético efectivo del Ni multiplica el campo B permitiendo alcanzar valores mucho mayores que solo para el grafeno. Además, es importante recalcar que todos los cálculos teóricos están realizados hasta orden B^2 , por lo que posiblemente se necesite una corrección superior (B^4). En la Figura 3.5 se observa el incremento en la MR para la muestra de Gr-Ni en contraste con la muestra de Gr.

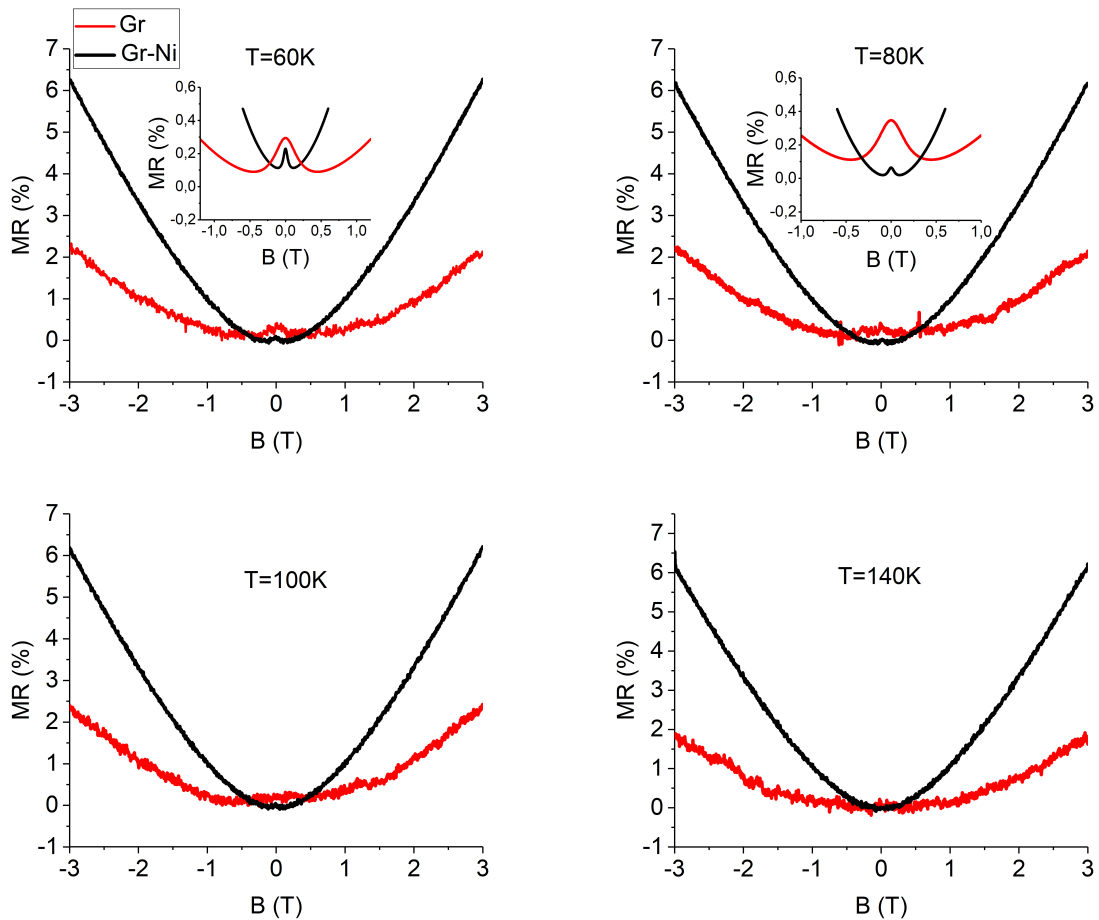


Figura 3.5: MR a campos de hasta 3 T, el Níquel potencia la resistividad del grafeno, incrementándola con una tendencia lineal para $|B| > 1\text{T}$ a diferencia de la muestra Gr que tiene dependencia cuadrática para el mismo rango de campo. Inset: MR a bajos campos para ambas muestras a 60 y 80K.

Conclusiones

En este escrito se hizo un análisis de las propiedades de transporte eléctrico en muestras de grafeno y de Gr con nanopartículas de níquel. Se observó que para Gr, la magnetorresistencia tiene una dependencia fundamentalmente parabólica para campos magnéticos altos de hasta 3T. Sin embargo, para campos inferiores a 0.5T los efectos de localización débil son importantes debido al backscattering de los electrones y se manifiestan como un pico en $B = 0$. Aún así, este efecto se ve reducido a medida que aumenta la temperatura (a 140K el pico ya no es visible). Resultados similares se obtienen para la muestra de Gr-Ni en un rango de bajos campos (de -0.6T a 0.6T). Sin embargo, los efectos de WL se saturan rápidamente a comparación de la muestra de grafeno, esto posiblemente porque las Np de Ni se comportan como impurezas magnéticas lo cual disminuye el tiempo de defasaje por un aumento en el scattering spin-órbita. Se sugiere también que la presencia de las nanopartículas podrían generar un acercamiento del nivel de Fermi hacia el punto de Dirac por transferencia de carga (evidenciando un comportamiento metálico en la resistividad).

Por otra parte, en la muestra Gr- Ni para campos magnéticos superiores a 1T, la MR presenta un comportamiento lineal y superior a la MR de grafeno. Lo cual puede darse por: 1) una disminución de la densidad de portadores, generando un aumento en el tiempo libre medio (incrementando la magnetorresistencia, $MR \propto \tau$), corroborado por la Figura 3.4 y la ecuación (3.1) en las que se ve que las Np de Ni producen un aumento en un factor de 4 a $\Delta\sigma_{IEE}\mu^2 \propto \tau$, 2) el campo efectivo inducido por las Np de níquel multiplica el valor de B o 3) se necesitan correcciones de orden superior a B^2 .

Finalmente, se recomienda realizar mediciones de *Gate Voltage* V_g para observar si el nivel de Fermi se está moviendo por la presencia de Ni. El autor realizó estas mediciones, pero el rango limitado de voltaje no permitió ver el máximo en la curva V_g . Esta limitación no permitió llegar a una conclusión concreta del por-

qué las N_p producen un aumento en la resistividad de la muestra. Sin embargo, las sugerencias propuestas se deben tener en cuenta para estudios más detallados sobre propiedades de magnetotransporte para interfaces Gr-Ni.

Bibliografía

- [1] Arrieta, J. (2014). *Modelling of Plasmonic and Graphene Nanodevices*. Springer Theses, DOI: 10,1007/978 – 3 – 319 – 07088 – 9₂.
- [2] Blundell, S. (2001). *Magnetism in Condensed Matter*. University of Oxford, New York.
- [3] Bollobás, B. & Riordan, O. (2006). *A Short Proof of the Harris-Kesten Theorem*. London Mathematical Society.
- [4] Christensen, K. (2002). *Percolation Theory*. Imperial College London: United Kingdom.
- [5] Dirk, J. (2011). *Structure-property relationships of iron arsenide superconductors*. Journal of Material Chemistry.
- [6] Gornyi, I., & Mirlin, A. (2004). *Interaction-induced magnetoresistance in a two-dimensional electron gas*. Physical Review Letters B 69, 045313.
- [7] Jobst, J., Waldmann, D., Gornyi, I., et. al. (2012). *Electron-Electron Interaction in the Magnetoresistance of Graphene*. Physical Review Letters 108, 106601.
- [8] Jouault, B., Jabakhanji, B., et. al. (2011). *Interplay between interferences and electron-electron interactions in epitaxial graphene*. Physical Review B 83, 195417.
- [9] Kliman, A. (2011). *Weak Localization in Graphene*. Universidad Técnica de Wien. Bachelorstudium Technische Physik.
- [10] Lara-Avila, S., Tzalenchuk, A., Kubatkin, S., et. al. (2011). *Disordered Fermi Liquid in Epitaxial Graphene from Quantum Transport Measurements*. Physical Review Letters 107, 166602.

- [11] McCann, E., Kechedzhi, K., Fal'ko, V., et.al. (2006). *Weak-Localization Magnetoresistance and Valley Symmetry in Graphene*. Physical Review Letters 97, 146805
- [12] Pati, S., Enoki, T. and Rao,C. (2011). *Graphene and its fascinating attributes*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.s
- [13] Pérez, A. (2013). *Influencia de la etapa de exfoliación en el proceso de obtención de óxidos de grafeno a partir de diferentes grafitos*. Universidad de Oviedo. España.
- [14] Sarma, D., Adam, S., Heang, E. and Rossi, E. (2010). *Electronic transport in two dimensional graphene*. Recuperado de: arXiv:1003.4731v2
- [15] Tikhonenko, F., Kozikov, A., Savchenko, A., & Gorbachev, R. (2009). *Transition between Electron Localization and Antilocalization in Graphene*. Physical Review Letters 103, 226801.
- [16] Van Tuan, D. (2016). *Charge and Spin Transport in Disordered Graphene-Based Materials*. Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology, España.
- [17] Young, A., Zhang, Y., & Kim, P. (2014). *Experimental Manifestation of Berry Phase in Graphene*.
- [18] Zala, G. Narozhny, B., & Aleiner, I. (2001). *Interaction corrections at intermediate temperatures: Longitudinal conductivity and kinetic equation*. Physical Review B, VOLUME 64, 214204
- [19] Zhaoli, G., Hojin, K., Ducos, P., et. al. (2016). *Scalable Production of Sensor Arrays Based on High-Mobility Hybrid Graphene Field Effect Transistors*. ACS Applied Materials and Interfaces.