

Laboratorio 4

Dpto. de Física-FCEyN-UBA

Transporte eléctrico en metales a altas temperaturas

Objetivo: Utilizar una técnica de medición para resistencias pequeñas (comparables a la de los alambres de conexión y resistencias de contacto). Medir la dependencia en temperatura de la resistividad de un metal en función de temperatura para estimar las interacciones inelásticas de los electrones con los fonones y verificar las predicciones de un modelo sencillo de transporte de carga.

Introducción: Los metales poseen propiedades muy particulares: alta conductividad eléctrica, alta conductividad térmica, maleabilidad, alta reflectividad de radiación visible, etc. Comprender la física que da cuenta de estas propiedades ha sido un largo camino en la historia de la física del sólido y otro de los grandes éxitos de la mecánica cuántica. Sin embargo hay modelos muy sencillos que siguen describiendo fenomenológicamente algunas propiedades de los metales, que aunque no correctos, son utilizados como descripciones a primer orden. Entre estos modelos, se encuentra el modelo de conducción de Drude, de comienzos de siglo [1].

Hipótesis del modelo: Los portadores de carga eléctrica de los metales son los electrones de valencia. Cuando átomos metálicos condensan para conformar un sólido, los electrones de capas internas permanecen ligados al átomo, y los electrones de valencia se delocalizan. Estos son los responsables de los procesos de transporte, tanto de carga eléctrica como de calor, y son modelizados como un gas de electrones libres (no “ven” a los iones positivos que conforman la red cristalina) e independientes (se desprecian también las interacciones electrón-electrón). En realidad, se hace la aproximación que estas interacciones aparecen promediadas corrigiendo la masa en una masa efectiva m^* , que denotaremos como m .

Existen 0.6022×10^{24} átomos/mol y ρ_m / A moles por cm^3 , donde ρ_m es la densidad en g/cm^3 , y A es el peso atómico del metal. Como cada átomo contribuye con Z electrones de valencia (llamados de conducción), el número de electrones libres por unidad de volumen es $n = 0.6022 \times 10^{24} Z \rho_m / A$, que para los metales resulta del orden de 10^{22} electrones por cm^3 .

Comparado con la densidad de un gas en condiciones normales, las densidades electrónicas son 10^3 veces mayores, y a pesar de esto, el modelo de un gas de electrones libres ha sido un éxito. Esta aparente paradoja fue resuelta más adelante desde una descripción cuántica (una carga en un potencial perfectamente periódico como el generado por los iones de una red cristalina con orden a largo alcance, no es dispersada por el potencial, resultando en una resistividad nula o conductividad infinita).

Las propiedades dispersivas o de resistencia finita (no nula) están dadas por la presencia de colisiones entre los portadores (electrones) y diferentes centros de dispersión o scattering.

En resumen, las hipótesis del modelo son:

- Debido a algún mecanismo de scattering, existen colisiones. Las colisiones son instantáneas.
- cada portador no interactúa durante el intervalo de tiempo entre dos colisiones sucesivas
- Las colisiones ocurren con probabilidad P por unidad de tiempo, $P = 1/\tau$, de modo que la probabilidad que un electrón sufra una colisión en un dt es dt/τ .
- Se asume que los electrones adquieren equilibrio térmico a través de las colisiones, por lo tanto emergen de cada colisión con una velocidad que depende de la temperatura del sitio en que la colisión ocurrió, pero todas las direcciones son equiprobables, e independiente de la velocidad previa a la colisión.

Resistividad DC de un metal : La resistencia eléctrica no es un parámetro relevante de un material pues depende de la geometría. Sí lo es en cambio su resistividad (que en un modelo sencillo es un escalar). Se define la relación constitutiva como $\mathbf{E} = \rho_{el} \mathbf{J}$, donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{J} la densidad de corriente y ρ_{el} la resistividad eléctrica. Para una geometría de sección uniforme, la caída de tensión $V = E.L$ donde L es la longitud de la muestra y $J = I/S$ donde I es la corriente eléctrica y S la sección de la muestra. Por lo tanto se tiene $V = \rho_{el} J L = \rho_{el} I L / S = R I$

Es fácil de demostrar (hágalo) que si n electrones por unidad de volumen se mueven todos con velocidad \mathbf{v} , la densidad de corriente es $\mathbf{j} = -n q \mathbf{v}$ donde $-q$ es el valor de la carga del electrón.

Considere en $t=0$ un electrón de masa m que desde hace un tiempo t no ha sufrido colisiones. En ausencia de campo eléctrico \mathbf{E} , el electrón se moverá con \mathbf{v}_0 constante donde \mathbf{v}_0 es la velocidad que adquirió después de su último choque.

En presencia de un campo aplicado \mathbf{E} , la velocidad en $t=0$ será la que el electrón tenía inmediatamente después de su última colisión, \mathbf{v}_0 , mas la que adquirió durante el tiempo t debido a la aceleración del campo, $-\mathbf{qE}t/m$. Si promediamos en el conjunto de electrones para calcular $\mathbf{J} = -qn\langle\mathbf{v}\rangle$, resulta $\langle\mathbf{v}\rangle = \langle\mathbf{v}_0\rangle + -\mathbf{qE}\langle t\rangle/m = 0 + (-\mathbf{qE}\tau/m)$. Entonces, la conductividad $\sigma = 1/\rho_{el}$ resulta $\sigma = n q^2\tau/m$.

Se entiende en el marco de este sencillo modelo [2,3] que medir la conductividad o resistividad de un material permite acceder a información microscópica como la densidad de portadores, tiempo medio entre colisiones, masa efectiva del portador o carga del mismo, si se conoce la conductividad y por otros experimentos las otras variables microscópicas.

Si los electrones son dispersados en procesos independientes por impurezas (suelen ser choques elásticos) y por las vibraciones de la red (suelen ser choques inelásticos entre electrones y fonones), la probabilidad de choque es la suma (Regla de Matthiessen [3]),

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t_{el}} + \frac{1}{t_{inel}}$$

Los procesos inelásticos son función de temperatura, de modo que

$$\sigma^{-1} = (n q^2 \tau / m)^{-1} = m / (n q^2) (1/\tau_{el} + 1/\tau_{inel}(T)) = a + f(T).$$

A muy bajas temperaturas, hay pocos fonones excitados (distribución de Bose) y es relevante la resistividad por choques con impurezas. A temperaturas por encima de la temperatura de Debye del sólido, la presencia de fonones o la densidad de centros de scattering, es lineal con la temperatura de modo que la resistividad resulta $\rho(T) = a + b T$.

Es importante tener en cuenta que también es posible observar transiciones de fase midiendo la resistividad en función de temperatura, por ejemplo transiciones estructurales de la red orden desorden para determinar la temperatura de cristalización de un metal amorfo; transiciones magnéticas, en las que cambian los centros de scattering y permiten determinar la temperatura de Néel por ejemplo en un ferromagneto, transiciones de fase del sistema de electrones (superconductividad) que permiten determinar la temperatura crítica del superconductor.

Técnica de medición a cuatro puntas

En el esquema se muestra una resistencia conectada con dos contactos de corriente (externos) y dos de tensión (internos) (por qué?)

Entienda el método.

Porqué se necesitan cuatro terminales y no son suficientes dos?

Que se gana?

Qué pasa si se usa corriente DC o AC?

Por que no se usa un puente de resistencias para medir resistencias bajas.

Es importante conocer la geometría de la muestra para deducir el valor de ρ_{el} ?

Porque se sugiere el uso de un amplificador lock-in? [5]

Como se conecta? Cuidar conexiones a masa, no superar los 5 V de referencia, ni el Volt de entrada. **Este equipo es sumamente sensible debe Ud ser sumamente cuidadoso. Si duda, pregunte antes de conectar, si no duda también.**

Referencias

- 1) A.Drude, *Annalen der Physik* 1, 566 y 3, 369 (1900)
- 2) C.Kittel, *Introduction of Solid State Physics*, 6ta edición, John Wiley & Sons, New York (1986).
- 3) N.W Ashcroft.y N.D.Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing , Itaca, (1976).
- 4) Manual del Lock-in amplifier, Stanford Research, Modelo SR520.