

COMPORTAMIENTO DE LA RESISTIVIDAD ELECTRICA A BAJAS TEMPERATURAS.
DESVIACIONES DE LA REGLA DE MATTHIESSEN.

O.J. Bressan, A.E. Ridner y F. de la Cruz

Centro Atómico Bariloche (CNEA)-Instituto de Física Balseiro (UNC)
S.C. de Bariloche (RN)

Ha aparecido recientemente un renovado interés en el comportamiento de la conductividad eléctrica a bajas temperaturas. Desviaciones sustanciales de la ley de Bloch-Grüneisen (T^5) fueron obtenidas en trabajos teóricos (Ehrlich 1970, Kaveh y Wiser 1972, Lawrence y Wilkins 1972, Sheard 1973) y experimentales (ver por ejemplo Salvador y otros 1973, y la bibliografía por ellos citada). Estas desviaciones son debidas a un tratamiento más realista de la resistividad eléctrica al tenerse en cuenta diferentes mecanismos de dispersión en el proceso electrón-fonón. Si estos mecanismos se consideran para el caso de metales polivalentes, no solo se deben encontrar apartamientos de la ley T^5 , sino que también se deberían observar desviaciones a la regla de Matthiessen (Ehrlich 1970, Lawrence y Wilkins 1972, Bass 1972).

Uno de los metales elegidos para mostrar este comportamiento fue el indio, el cual fue estudiado experimentalmente (Garland y Bowers 1968) y usado teóricamente (Ehrlich 1970, Lawrence y Wilkins 1972). Sin embargo, en un trabajo previo (Bressan y otros 1970) se ha mostrado mediante un estudio experimental cuidadoso de la resistividad eléctrica de indio, que este metal no presenta desviaciones a la ley T^5 . En este trabajo queremos insistir sobre este punto con mayor evidencia experimental.

Debemos destacar que el indio es superconductor debajo de $3,4^\circ$ K, por lo que para obtener la resistividad a bajas temperaturas se necesita extrapolar la magnetorresistencia a $H=0$. Pero es posible cometer importantes errores si el procedimiento de extrapolación no se hace correctamente. Nosotros afirmamos que es necesario un estudio muy cuidadoso de la magnetorresistencia para poder hacer la extrapolación correctamente. Hemos mostrado (Bressan y otros 1970) que la regla de Kohler no se cumple, y si se extrapola usándola como curva universal, el análisis de los datos así obtenidos para $H=0$ conduce a una interpretación equivocada.

Hemos medido una nueva muestra con diferente relación de resistividad entre temperatura ambiente y temperatura cero, usando el mismo método de impurificación descrito en la publicación previa (Bressan y otros 1970). Obtuvimos para esta muestra el mismo comportamiento magnetorresistivo universal dentro del error experimental (Jones y Sondheimer 1969, Bressan y otros 1970). Usando la curva universal de extrapolación de magnetorresistencia medida, se determinó la resistividad de la muestra para campo nulo. Los resultados y características de las tres muestras se muestran en figura 1 y en la siguiente tabla:

Muestra	Pureza	Relación Resistividad $\rho(237K)/\rho(OK)$	α $10^{-11} \Omega \text{cm}$	β $10^{-11} \Omega \text{K}^{-5}$
A	99,9999% indio puro de Cons. Mining & Smelting Co. Canada, Ltd.	100000	8,86	0,023
B	Muestra A - 0,23 ppm de Sn por activación con neutrones térmicos.	73000	12,45	0,027
C	Muestra B - 0,23 ppm de Sn por act. neutr. term.	57000	15,91	0,030

Si se usa una dependencia en temperatura de la forma:

$$\rho = \alpha + \beta T^x \quad (1)$$

a fin de ajustar nuestros resultados para todas las muestras, se encuentra la mínima desviación standard para $x=5,0 \pm 0,2$. Por otra parte, si se proponen términos con diferentes potencias enteras en T y combinaciones lineales de ellos, encontramos que la desviación standard no mejora, y lo que es más importante, los coeficientes de estos términos no cambian monotonamente con la impureza y, para todas las diferentes combinaciones de potencias en T que hemos propuesto, el signo de los coeficientes cambia al azar de muestra a muestra. Concluimos por lo tanto que no pueden incluirse términos en T^2 , T^3 , T^4 , o combinaciones lineales de ellos con T^5 para explicar el comportamiento de la resistividad eléctrica de In en nuestro

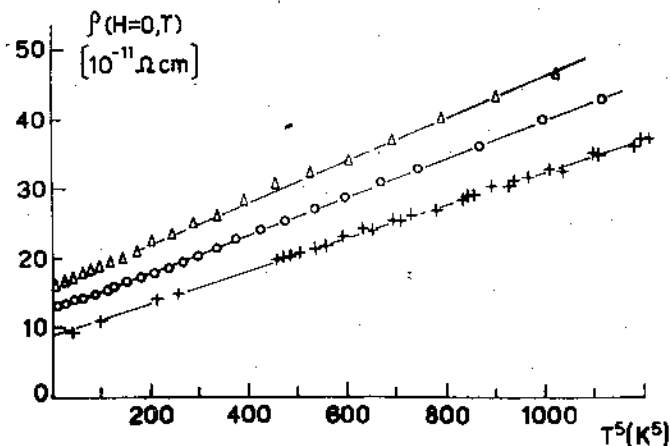


FIG.1: Resistividad en función de la temperatura para tres muestras con diferentes concentraciones de impureza (ver tabla). Muestras A=+; B=0; C=Δ.

rango de temperatura. Se midió además la resistividad térmica de las muestras B y C a fin de confirmar que nuestro método de extrapolación es correcto. Encontramos un comportamiento universal de la magnetoresistencia térmica similar al de Jones & Sondheimer (1969). Con los valores de resistividad térmica extrapolados así a $H=0$ se determinó el número de Lorentz, el que a su vez se extrapoló para $T=0$. Se encontró que este corresponde con el del modelo de electrón libre dentro del 10%.

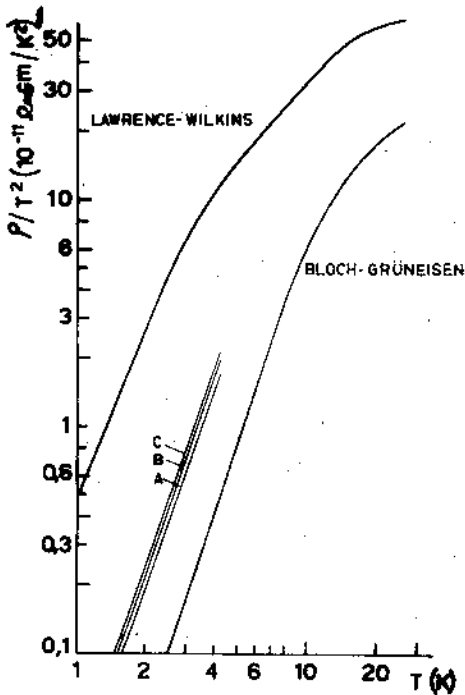


FIG.2: Resultados teóricos de Lawrence & Wilkins comparados con nuestros resultados experimentales. El desplazamiento paralelo indica desviaciones de la regla de Matthiessen.

metales polivalentes "impuros". Obtuvieron una dependencia T^5 en el límite de bajas temperaturas y sugirieron que para metales puros una función de prueba mejorada "reduciría la dependencia en temperatura de la resistividad". La fig. 2 muestra los resultados teóricos de Lawrence & Wilkins (1972) y nuestros experimentales para las tres muestras, en función de la temperatura. Puede verse que la resistividad obtenida experimentalmente es menor que los resultados teóricos. Sin embargo, no creemos que esto es una consecuencia de la "pureza" de nuestras muestras. A 4 K la relación entre α y βT^5 de la fórmula (1) es aproximadamente 0,5 mientras que a 1,5 K es 60. Considerando el gran rango de variación de esta relación, y que a 1,5 K debería cumplirse el límite "impuro", evidentemente nuestros resultados experimentales no concuerdan con los resultados teóricos.

No hay duda que para un cálculo realista de la resistividad eléctrica, deberían ser considerados otros mecanismos en la dispersión electrón-fonón, tal como el "arrastre" de fonones (Kaveh & Wisner 1972, F.W. Sheard 1973).

BIBLIOGRAFIA:

- Bass J. 1972 Adv. Phys. 21, 431-604

Por otro lado, si la regla de Kohler se usa para extrapolación térmica y eléctrica, se obtiene un número de Lorenz $L=5,6 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$ (M.E. de la Cruz y otros, 1968).

La fig. 1 muestra también que aunque la dependencia en T^5 se cumple, son evidentes fuertes desviaciones a la regla de Matthiessen. De estos resultados se extraen las condiciones generales sobre cualquier modelo teórico que pretenda explicar el comportamiento del In a bajas temperaturas. Puede decirse que es imposible encontrar acuerdo con Ehrlich (1970). Sus resultados predicen para baja concentración de impurezas una dependencia T^5 con un coeficiente que es independiente de pureza, mientras que para altas concentraciones o bajas temperaturas, deberían observarse desviaciones de T^5 . Como es obvio de nuestros resultados, la dependencia en T^5 se satisface perfectamente, pero el coeficiente cambia en forma aproximada

mente lineal con la concentración de impurezas (que son solo décimas de ppm). Recientemente Lawrence & Wilkins (1972) calcularon la contribución de los procesos electrón-fonón umklapp a la resistividad de

Obtuvieron una dependencia T^5 en el límite de bajas temperaturas y sugirieron que para metales puros una función de prueba mejorada "reduciría la dependencia en temperatura de la resistividad". La fig. 2 muestra los resultados teóricos de Lawrence & Wilkins (1972) y nuestros experimentales para las tres muestras, en función de la temperatura. Puede verse que la resistividad obtenida experimentalmente es menor que los resultados teóricos. Sin embargo, no creemos que esto es una consecuencia de la "pureza" de nuestras muestras. A 4 K la relación entre α y βT^5 de la fórmula (1) es aproximadamente 0,5 mientras que a 1,5 K es 60. Considerando el gran rango de variación de esta relación, y que a 1,5 K debería cumplirse el límite "impuro", evidentemente nuestros resultados experimentales no concuerdan con los resultados teóricos.

No hay duda que para un cálculo realista de la resistividad eléctrica, deberían ser considerados otros mecanismos en la dispersión electrón-fonón, tal como el "arrastre" de fonones (Kaveh & Wisner 1972, F.W. Sheard 1973).

- Bressan O.J., Ridner A.E., Luengo C.A. y Alascio B. 1970, Solid State Comm. 8, 2129-33.
- de la Cruz M.E., de la Cruz F., Cotignola J.M., Bressan O.J. y Luengo C.A. 1968, Phys. Rev. 176, 871-5.
- Ehrlich A.C. 1970 Phys. Rev. B 1, 4537-41.
- Garland J.C. y Bowers R. 1968 Phys. Rev. Lett. 21, 1007-09.
- Jones M.C. y Sondheimer E.H. 1969 Phys. Lett. 11, 122-4.
- Kaveh M. y Wiser N. 1972 Phys. Rev. Lett. 29 1374-7.
- Lawrence W.E. y Wilkins J.W. 1972 Phys. Rev. B 6, 4466-82.
- Salvadori P., Babic C., Krsnik R. y Rizzuto C. 1973 J. Phys. F Metal Phys. 3, L 195-8.
- Sheard F.W. 1973 J. Phys. F. Metal Phys. 3, 1963-71.