

Desarrollo de sensores superconductores de rayos X para la misión espacial ATHENA.

Trabajo de Fin de Grado.

Pablo José Martínez Gil.

Directores:

Carlos Pobes Aranda.

Agustín Camón Lasheras.

Física de la Materia Condensada.

Instituto de Ciencia de los Materiales de Aragón.

Septiembre 2014.

Resumen

La mayor parte de la materia bariónica en el universo se encuentra en forma de gas caliente, cuyo pico de emisión está en el espectro de los rayos X. Con el fin de estudiar esta radiación, la Agencia Espacial Europea está desarrollando la misión Athena, que hará uso de un telescopio con sensores de transición superconductora (TES) fabricados con materiales superconductores. Un equipo de investigación del Instituto de Ciencia de los Materiales de Aragón forma parte de este proyecto y está trabajando en la caracterización de estos sensores en el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la Universidad de Zaragoza.

Tras una introducción teórica, una explicación de su principio de funcionamiento y un resumen de su proceso de fabricación, se han realizado diversas caracterizaciones de estos sensores con un refrigerador de dilución y un equipo de medida automatizada denominado PPMS. Se ha tratado de relacionar la potencia de fabricación por sputtering y el espesor de las bicapas con la temperatura de transición del TES. Finalmente, al hacer el estudio de las curvas $I(V)$ se descubrió un comportamiento anómalo asociado al proceso de medición, cuyo origen se ha logrado identificar.

Índice general

1.	Introducción	7
1.1.	Athena	7
1.2.	TES: Principio de funcionamiento	8
1.3.	Efecto de proximidad	12
1.4.	Fórmula de Martinis	14
1.5.	Fabricación de bicapas	14
2.	Desarrollo experimental	16
2.1.	Descripción del instrumental.	16
2.2.	Ajuste experimental de $R(T)$	20
2.3.	Resultados experimentales.	22
2.4.	Caracterización $I(V)$ de los TES.	26
3.	Conclusiones	34

1. Introducción

Cosmology brings us face to face with the deepest mysteries, questions that were once treated only in religion and myth. Carl Sagan

Desde tiempos prehistóricos, la especie humana ha sentido fascinación por el vasto e inmenso paisaje de objetos luminosos que se desplegaba delante de sus ojos al mirar al cielo tras la puesta de sol, iluminando las noches oscuras de los primeros hombres. Pronto se intentó llenar a estos objetos de significado mediante la superstición y el mito.

Milenios más tarde, el desarrollo tecnológico ha podido arrojar luz sobre la verdadera naturaleza del Universo y de los objetos que lo forman mediante un método empírico. Sin embargo, la cosmología tiene un largo camino por delante para conseguir desentrañar los aspectos más abstrusos y desconocidos del cosmos (como la materia y la energía oscuras). Su progreso irá indefectiblemente de la mano del progreso tecnológico, que permitirá observar nuevos fenómenos y perfeccionar ciertos aspectos de la teoría vigente del Universo Caliente y Energético. [1]

La mayoría de la materia bariónica del Universo se encuentra en forma de gas caliente, a una temperatura cuya frecuencia máxima de emisión se corresponde con el rango de los rayos X. Estos no son detectables por los sistemas ópticos convencionales y se ha de utilizar nueva tecnología de medición para poder estudiar las características del medio interestelar.

Un importante avance en la observación espacial en este rango energético vendrá con el lanzamiento del telescopio Athena, que hará uso de nuevas aplicaciones tecnológicas relacionadas con materiales superconductores para propiciar una mejora en la sensibilidad de detección de radiación energética en comparación con los observatorios astrofísicos actuales.

1.1. Athena

Athena Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics es un proyecto de la Agencia Espacial Europea que plantea estudiar el Universo Caliente y Energético mediante un telescopio de rayos X. Se espera que este observatorio dé un paso cualitativo y cuantitativo en el estudio y observación de distintos fenómenos astrofísicos, empujando la creación de nuevas áreas de investigación y la obtención de datos experimentales con una resolución pionera. El lanzamiento de este telescopio está previsto para 2028.

El objeto de estudio del telescopio Athena es la radiación producida por materia ordinaria que se encuentra en el Universo pero cuya temperatura es tan elevada que los telescopios ópticos son incapaces de detectarla, con el fin de responder a dos preguntas clave en el modelo cosmológico del Universo Caliente y Energético: cómo evolucionó la materia ordinaria en las grandes estructuras que conforman el Universo en la actualidad y cómo se generaron los primeros agujeros negros y desarrollaron sus características para dar forma al Universo actual, cuestiones cuya resolución pasa por entender la evolución de los bariones que se condensan en grandes estructuras galácticas de alta estabilidad, denominadas clusters, que son conjuntos de cientos o miles de galaxias unidas mediante interacción gravitatoria desde su época de formación ($z \sim 2-3$)¹ hasta la actualidad [3].

¹Entre 2000 y 3000 millones de años tras el Big Bang.

Concretamente en relación con el Universo Caliente, el objetivo es entender el origen y formación de la alta densidad de energía en forma de gas caliente contenida dentro de los clustres. Se cree que este gas caliente ha tenido relación con el crecimiento de los clusters mediante el proceso físico de acreción. A su vez, se pretende arrojar luz sobre el mecanismo que controla la distribución de este gas en diversas escalas. Además, se quiere conocer el principio que permite que flujos de AGN ² disipen su energía mecánica en el *intra-cluster medium*, impidiendo la formación de nuevas estrellas, lo que da lugar a un mecanismo de retroalimentación.

De manera análoga para el Universo Energético, se plantea entender el proceso que permitió la reionización cósmica mediante la búsqueda de las primeras estrellas que se formaron, cuya emisión de radiación se cree que está detrás de este fenómeno. La formación de los primeros agujeros negros y la dispersión de los primeros metales también será materia de estudio. El telescopio Athena revelará cómo se forman los discos de acreción en la proximidad de los agujeros negros mediante la detección de los rayos X emitidos por material a altas temperaturas en la cercanía del horizonte de sucesos, antes de ser absorbidos.

Para maximizar la eficiencia en la detección de rayos X, el satélite incluirá un instrumental óptico de gran resolución angular y dos instrumentos de plano focal intercambiables, denominadas X-Ray Integral Field Unit (X-IFU) [4] y Wide Field Imager (WFI). El primer aparato es un espectrómetro de rayos X que ha de mantenerse a bajas temperaturas ya que estará constituido por un calorímetro realizado con materiales superconductores, cuyo sistema termómetro (TES) será el centro de este trabajo. El segundo es un sofisticado transistor de efecto de campo, caracterizado por una densidad de portadores de carga cuya variación será proporcional a la energía del fotón incidente.

Hay ciertos requisitos que ha de cumplir el satélite para maximizar la eficiencia en la detección de rayos X y proporcionar la adecuada resolución, tanto espacial como espectral, en distintos intervalos de frecuencias: rango energético entre 0.3 y 12 keV (es el intervalo de energía de los rayos X que se pretenden detectar), la resolución energética ha de ser de 2.5 eV (que supone una importante mejora respecto a los anteriores observatorios de rayos X) y la resolución angular pretende ser de únicamente 5'. También se busca una resolución temporal de 10 μ s. Para cumplir todos estos requerimientos se ha calculado que para el instrumento X-IFU se precisa un array de 3840 TES multiplexados de forma cuadrada de 250 μ m de lado.

1.2. TES: Principio de funcionamiento

Los materiales superconductores [5] se caracterizan por presentar dos propiedades que se manifiestan debajo de su temperatura crítica T_C : muestran una resistencia nula a la corriente eléctrica (exhiben una conductividad infinita) e impiden la penetración de flujo de campo magnético en su volumen ³.

La superconductividad es un fenómeno cuya explicación cuántica viene dada por la teoría BCS, que responde a las iniciales de Bardeen, Cooper y Schrieffer, autores que propusieron la

²AGN, de sus siglas en inglés, núcleos activos de galaxias, es una región compacta en el centro de la galaxia con una densidad energética más elevada de lo normal. Se trata de las fuentes de radiación electromagnético más persistentes y luminosas observadas hasta la fecha.

³Este comportamiento muestra dos fenomenologías distinguibles: Los de tipo I permiten que el campo magnético sólo penetre una pequeña distancia, denominada longitud de penetración mientras que en los de tipo II el campo magnético sí que penetra en el volumen.

teoría en 1957 y por la que ganaron el premio Nobel en 1972. La atracción entre una pareja de electrones lleva a un estado fundamental separado de los estados excitados mediante un gap de energía, formando los llamados pares de Cooper. Esta interacción es de naturaleza electrón-red-electrón: el primer electrón interactúa con la red, deformándola. Un segundo electrón toma ventaja de esta deformación interactuando con el primer electrón, lo que permite disminuir su energía, formando la llamada función de onda BCS. Estos pares son los encargados de la conducción eléctrica y su función de ondas conjunta tiene un spin nulo y las características de un bosón. Los pares de electrones ligados, al comportarse colectivamente como un bosón, colapsan en el estado de mínima energía, imposibilitando la disipación de energía y dando lugar a una resistencia nula en el material.

Los materiales superconductores [6] [7] tienen la característica de transitar desde su resistencia normal R_N (a temperaturas superiores a su temperatura crítica T_C) hasta un estado de resistencia nula cuando se encuentran por debajo de su temperatura de transición. Los TES aprovechan esta brusca transición para funcionar como termómetros muy sensibles, ya que una pequeña variación de temperatura produce un cambio apreciable de resistencia que puede medirse como una variación de voltaje.

Gracias al acoplo con un absorbente, que puede variar dependiendo del tipo de radiación a detectar, la versatilidad de operación de los TES es elevada. Dependiendo del material absorbente, estos sensores se pueden implementar tanto como bolómetros (que miden la cantidad total de radiación en todas las longitudes de onda) o como microcalorímetros. No son sensores exclusivamente de radiación electromagnética sino que pueden detectar cualquier tipo de partícula, ya que proporcionan una gran sensibilidad de detección de la energía térmica absorbida. Estos sensores se estabilizan en el comienzo de la pendiente de transición entre los dos estados.

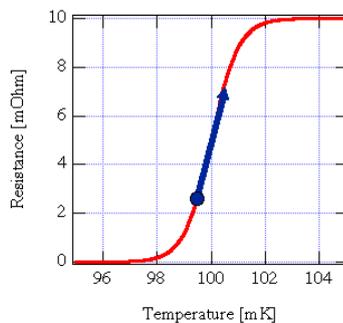


Figura 1: Transición superconductora típica y punto de polarización.

Los TES que se van a utilizar en el satélite Athena forman parte de un montaje experimental más complejo, denominado microcalorímetro o calorímetro cuántico (ya que son capaces de detectar fotones individuales), que está formado por un absorbente conectado al TES, el cual a su vez está conectado con un baño térmico a una temperatura T_b .

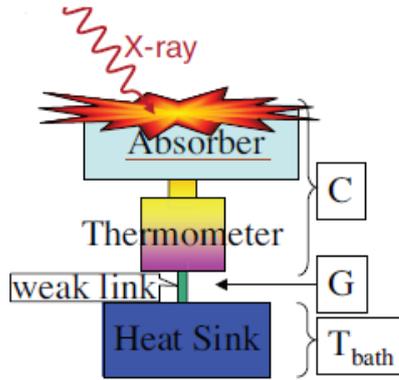


Figura 2: Esquema de un microcalorímetro con termómetro TES.

La superficie absorbente de radiación electromagnética está en contacto con el TES mediante una unión con una elevada conductividad térmica y su material y morfología varía mucho en función del tipo de partículas a detectar y la energía de las mismas ⁴. Para detectar rayos X se necesitan materiales con alto número atómico ya que su principal interacción con la materia, la absorción fotoeléctrica, tiene una sección eficaz que varía con Z^4 . El absorbente del microcalorímetro del Athena estará compuesto por una lámina de bismuto de forma cuadrada de lado $250 \mu\text{m}$ y con un espesor del orden de μm .

A su vez, el TES ha de estar en contacto con un reservorio a una temperatura de 50 mK mediante un contacto térmico débil *weak link* con el fin de para minimizar el efecto del ruido térmico⁵, ya que una fluctuación térmica, por ínfima que sea, puede enmascarar la señal buscada y empeorar la resolución energética. En la misión Athena, el contacto térmico desde el termómetro TES hasta el baño se realizará mediante una membrana de nitruro de silicio (Si_3N_4).

Sin un sistema de retroalimentación sería muy complicado mantener el TES en su punto de operación, ya que un mínimo aporte de energía llevaría al TES al estado de resistencia R_N . El TES se polariza a voltaje constante, con una resistencia eléctrica (R_{shunt} , mucho menor que R_N del TES) en paralelo, como se observa en la figura 2. Con una I_{bias} adecuada se polariza el TES en su punto de operación (al inicio de la transición superconductora). Cuando hay una incidencia de un fotón en el absorbente, el TES se vuelve más resistivo y la intensidad que atraviesa el TES disminuye debido a la polarización a voltaje constante. Esta disminución en la corriente que lo atraviesa reduce la energía disipada por efecto Joule y por tanto la temperatura del TES disminuye, volviendo a su punto

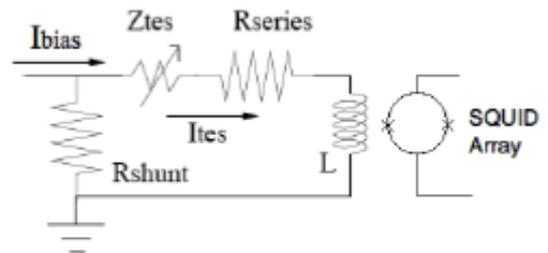


Figura 3: Configuración que permite la retroalimentación electro-térmica.

⁴Para cada partícula se ha de maximizar la sección eficaz de absorción, que dependerá del tipo de interacción que domine en su absorción.

⁵La potencia de ruido térmico es proporcional a la temperatura.

de operación. Esto da lugar a una retroalimentación electrotrémica negativa, que hace que el punto de operación sea estable. Además, esto linealiza la respuesta del TES con la temperatura. Así, conociendo la diferencia de voltaje generado en el TES se puede conocer la energía del fotón incidente, una vez realizada la calibración del sistema.

Si se tiene una potencia constante P (potencia elétrica) que se disipa en el termómetro, la temperatura del mismo sera superior a la temperatura del baño T_b hasta que se alcance un estado estacionario. La conservación de energía instantánea del TES impone que la potencia disipada en el termómetro por efecto Joule se iguale a la disipada por el contacto térmico P_{link} más la absorbida en el TES:

$$C \frac{dT}{dt} = P - P_{link}(T(t), T_b) \quad (1)$$

Si incluimos la incidencia de un fotón mediante una delta de Dirac, la conservación de la energía queda como:

$$C \frac{dT}{dt} = P - P_{link}(T(t), T_b) + E_\gamma \delta(t - t_\gamma) \quad (2)$$

La potencia que se disipa mediante el contacto térmico P_{link} depende del mecanismo físico que predomina en la conducción térmica desde el termómetro hasta el baño térmico y de la temperatura del TES y del baño de la forma $P_{link} = K (T^n(t) - T_b^n)$, con K incluyendo efectos geométricos y de la naturaleza del material y con n tomando valores entre 2 y 5:

- $n \approx 3$. El transporte térmico está dominado por la membrana amorfa de nitrato de silicio (Si_3N_4).
- $n \approx 4$. Conductancia de frontera Kapitza.
- $n \approx 5$. Conducción de calor dominada por acoplo electrón-fonón.

Y la conductancia térmica viene dada por:

$$G = \frac{dP}{dT} = nKT^{n-1} \quad (3)$$

Por lo que se cumple que $G = K$ si se tiene $n = 1$ ($P_{link} \propto T(t)$). En este caso y tomando $t_\gamma = 0$, la ecuación (2) tiene una solución de la forma:

$$T(t) = \frac{E_\gamma}{C} e^{-\frac{t}{\Gamma}} + T' \quad (4)$$

El pulso de la partícula incidente es instantáneo, conllevando un incremento de temperatura $\Delta T_\gamma = \frac{E_\gamma}{C}$ en $t = 0$ muy rápido, con un decaimiento a la temperatura T' más lento, de forma exponencial con un tiempo característico $\Gamma = \frac{C}{G}$. Medir el pulso de temperatura permite recoger información sobre la energía de la partícula incidente y el momento en el que se ha detectado. Si

se focaliza todo el flujo incidente en un array de microcalorímetros mediante un sistema óptico, la espectroscopía de rayos X se puede realizar para fuentes de gran extensión.

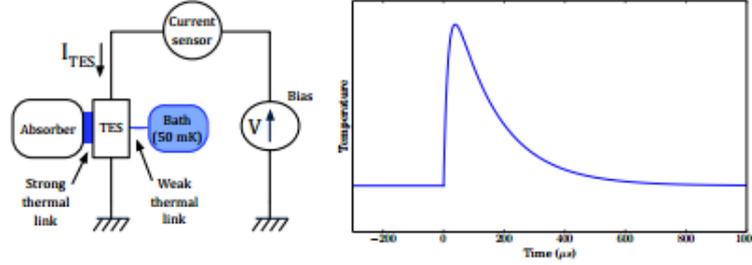


Figura 4: Implementación del microcalorímetro y pulso teórico de temperatura observado.

La conductancia G es un parámetro de gran importancia, ya que si es muy alto implica un tiempo característico muy pequeño, lo que proporciona peor sensibilidad. En el límite en el que la conductancia fuera muy grande, el incremento de temperatura tendería rápidamente a T_b , como si el baño térmico absorbiera instantáneamente la energía del fotón incidente. Sin embargo, una conductancia muy baja aumentaría mucho el tiempo muerto de detección, por lo que podrían superponerse los pulsos de temperatura (la temperatura del TES tardaría mucho tiempo en estabilizarse de nuevo en T_b). Por lo tanto, es importante encontrar un compromiso entre los dos extremos.

A su vez, la resolución energética se puede relacionar con la temperatura de transición y la capacidad calorífica del absorbente:

$$\Delta E \propto \sqrt{4k_B T_C^2 C} \quad (5)$$

Por lo que tanto una baja temperatura de transición como capacidad calorífica mejoran la resolución del TES.

De esta manera, los TES se tornan unos detectores de rayos X muy eficientes, que transforman la energía térmica del fotón absorbido en una variación de resistencia del sensor, la cual dará como resultado un cambio en la corriente eléctrica que se puede cuantificar.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, hay varios parámetros de especial importancia que son característicos de estos sensores, como son la temperatura de transición superconductor T_c , la resistencia justo antes de la transición R_N , la resistencia a temperatura ambiente $R(300)$, el cociente entre estas dos resistencias (R/R_N), el espesor del TES y de las subcapas que lo forman (se puede trabajar con sensores unicapa o bicapa) o la anchura de la transición (ΔT).

1.3. Efecto de proximidad

Un importante requerimiento para la misión espacial Athena es la obtención de TES con temperaturas de transición en torno a los 100 mK. Sin embargo, no existen materiales supercon-

ductores con una T_C parecida. Por ello, en la fabricación de los TES se aprovecha el efecto de proximidad [8], fenomenología que aparece cuando se ponen en contacto un material superconductor con otro normal.⁶

Este efecto se da en la lámina de separación entre un metal superconductor y un metal normal, donde el parámetro de orden superconductor no decae inmediatamente hasta cero sino que sufre un decaimiento exponencial hasta una longitud que viene caracterizada por la longitud de coherencia del metal normal ξ_N ⁷. De esta manera, parte del metal normal transita a un estado superconductor si su grosor es menor que el parámetro ξ_N , comportándose la bicapa, en su totalidad, como un material superconductor con una temperatura de transición más baja que en el caso de disponer de una sola capa de superconductor. La temperatura de transición T_C depende directamente del ratio entre los espesores del metal normal y del superconductor.

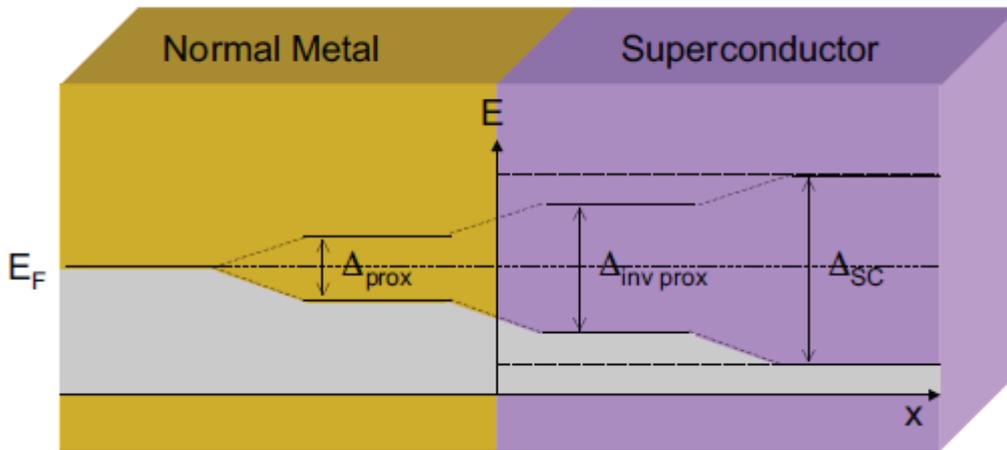


Figura 5: Creación de un gap superconductor en un metal normal en contacto con un superconductor y disminución consecuente de la magnitud del gap en el superconductor.

Todo esto implica la existencia un gran número de TES distintos, cuyos materiales y espesores fijarán los parámetros más importantes de este tipo de sensores. Entre los configuraciones más comúnmente usadas, se encuentran las bicapas de molibdeno-oro y titanio-oro.

Para la misión Athena se planea trabajar con bicapas de Ti/Au para el termómetro. El equipo de investigación del ICMA en el que se ha desarrollado mi colaboración está trabajando en el desarrollo de bicapas de Mo/Au ya que muestran una mayor estabilidad de la temperatura de transición cuando se expone el sensor a altas temperaturas⁸, a pesar de que su proceso de fabricación es más complicado. Otra ventaja de la configuración en bicapa es que su resistencia

⁶Este efecto fue observado por primera vez por Meissner y fue fuente de intenso estudio en los años 60 por científicos como De Gennes.

⁷Esto es, ciertos pares de Cooper se introducen dentro del metal normal provocando que parte del mismo transite a un estado superconductor.

⁸Se ha comprobado experimentalmente que su T_C no presenta un cambio sustancial al elevar su temperatura hasta 150°C, lo que es una ventaja a la hora de mandar estos sensores al espacio.

eléctrica (a temperatura superior a la de transición, obviamente) es sustancialmente menor que en las láminas de un solo material, por lo que la energía térmica depositada en ellos se difunde de manera más rápida.

1.4. Fórmula de Martinis

Teóricamente se conoce una ecuación que relaciona el espesor de la bicapa metal/superconductor con su temperatura de transición, lo que permite ajustar los parámetros relevantes de la litografía para obtener una T_C dada. Esta ecuación fue desarrollada por Martinis [9] [10] partiendo de las ecuaciones de Usadel. Definiendo d_M y d_S como el espesor del metal normal y del superconductor respectivamente, T_{C0} es la temperatura de transición del superconductor y t un factor de transmisión que mide la calidad de la interface y que puede tomar valores desde 0 a 1, la fórmula de Martinis es:

$$T_C = T_{C0} \left[\frac{d_S}{d_0} \frac{1}{1,13} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{b}\right)} \frac{1}{t'} \right]^b \quad (6)$$

$$\frac{1}{d_0} = \frac{\pi}{2} k_B T_{C0} \lambda_F^2 n_S \quad (7)$$

$$b = \frac{d_M n_M}{d_S n_S} \quad (8)$$

Para las bicapas de Mo/Au, se toma $\lambda_F = 0.524$ nm., que es la longitud de onda de Fermi para el caso del oro. k_B es la constante de Boltzmann. Para las densidades de estado del metal normal y del superconductor se han tomado los valores: $n_s = 0.29 \cdot 10^{23} (eVcm^3)^{-1}$ y $n_m = 0.107 \cdot 10^{23} (eVcm^3)^{-1}$.

Para espesores gruesos y bicapas de Mo/Au, el factor de transmisión se reajusta como:

$$\frac{1}{t'} = \frac{1}{t} + \frac{1}{3} \left(\frac{d_S}{0,013\mu m} \frac{\rho_S}{\rho_{S0}} + \frac{d_M}{0,153\mu m} \frac{\rho_M}{\rho_{M0}} \right) \quad (9)$$

Donde $\rho_{S0} = 1,3 \cdot 10^{11} \Omega \cdot m$, $\rho_S = 0,6 \cdot 10^{11} \Omega \cdot m$, $\rho_{M0} = 10,5 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ y $\rho_M = 5,8 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$. Esta fórmula es la guía para encontrar TES con la temperatura de transición adecuada. Con los parámetros T_{C0} y t fijos, se pueden buscar numerosas combinaciones de d_M y d_S que permitan obtener una T_C en torno a los 100 mK. No obstante, como se comprobará más adelante, no se ha encontrado la reproducibilidad deseada para el factor de transmisión.

1.5. Fabricación de bicapas

El proceso de fabricación es esencial ya que la manera en que se hacen crecer las bicapas del sensor afectará en gran medida a las propiedades del TES, puesto que el espesor de cada una de las capas individuales influye en su temperatura de transición superconductor y la calidad de la interface, que se modela con el factor de transmisión t , juega un papel importante en la anchura de la transición y su limpieza.

El proceso se realiza en dos pasos sucesivos con procedimientos de crecimiento muy distintos:

- Primero, se deposita el espesor deseado del material superconductor (en nuestro caso Mo) sobre un sustrato de silicio mediante sputtering, técnica que permite la vaporización de átomos individuales de un blanco mediante el bombardeo de iones, principalmente de gases nobles. La presión del gas dentro de la cámara modifica el parámetro de red del molibdeno, afectando a su T_{C0} . Posteriormente, se deposita una delgada capa de material normal (Au para nuestros sensores) sobre la capa de superconductor. Este paso es necesario para no contaminar el molibdeno al cambiar de procedimiento de crecimiento, evitando la oxidación de la lámina superconductora, permitiendo una interface plana y propiciando una transición nítida.
- La deposición del resto del Au se produce mediante un cañón de electrones (*e-beam*) ex situ, proceso que mejora la calidad de la muestra respecto a la obtenida mediante sputtering únicamente. Esta técnica permite conseguir una R_N de bicapa menor que la correspondiente a un crecimiento exclusivo por sputtering.

Este proceso de crecimiento da lugar a muestras *bulk*, con un tamaño típico de varios mm cuadrados. Con estas muestras es posible realizar medidas de la resistencia en función de la temperatura ($R(T)$) para determinar la T_C de la bicapa y la calidad de la transición.

Los sensores que se esperan implementar en la misión Athena tienen un tamaño menor, cuya obtención se consigue mediante un proceso litográfico sobre una membrana de Si_3N_4 .

En nuestro caso, a partir de cada muestra bulk se obtienen dos TES litografiados.

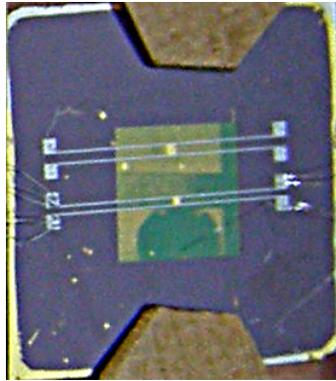


Figura 6: Muestras litografiadas.

2. Desarrollo experimental

En el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la Universidad de Zaragoza se lleva trabajando desde hace varios años en el desarrollo de TES, caracterizando distintas muestras de molibdeno y molibdeno/oro de diversos espesores y con distintas condiciones de depósito (variando la potencia de sputtering y la presión de crecimiento de los ejemplares). El proceso de litografía es realizado en el Instituto de Microelectrónica de Tres Cantos (Madrid) <http://www.imm.cnm.csic.es/es> por el grupo DDRS-Space. Se trabaja tanto con muestras *bulk* (de tamaño grande, varios mm^2) como con muestras litografiadas, que tienen el tamaño requerido para los TES de la misión Athena ($250\mu m \times 250\mu m$).

El objetivo del desarrollo experimental es encontrar bicapas de molibdeno/oro cuya temperatura de transición esté cercana a los 100 mK, de tal modo que conociendo la relación entre diversos parámetros de fabricación se consiga automatizar un proceso de litografía que muestre la reproducibilidad requerida en la obtención de bicapas con transición estrecha en torno a la temperatura deseada.

En última instancia, la meta del equipo que trabaja en este proyecto es poder caracterizar en la Universidad de Zaragoza un píxel completo (TES con absorbente y los dos contactos térmicos que forman parte del microcalorímetro) con el objetivo de comprobar su respuesta como microcalorímetro a la radiación de rayos X.

Mi trabajo ha consistido en la realización de distintas caracterizaciones, cada una de ellas con una motivación específica:

- Se crecieron algunas muestras de molibdeno puro para intentar averiguar la dependencia de la potencia de sputtering sobre la temperatura de transición. En el apartado 2.3 se detallan los resultados para una serie (n11) que son cuatro muestras de 50 nm de molibdeno crecidas a distintas potencias de sputtering.
- Una vez encontrada una potencia de sputtering idónea, se crecieron distintas muestras *bulk* con diversos espesores de molibdeno e idéntico de oro (215 nm) para determinar la concordancia con la fórmula de Martinis. Se van a incluir datos de las series n6, n8, n10 y n12.
- Algunas membranas litografiadas forman también parte de la serie n12. Con estas muestras se intentó obtener una temperatura de transición cercana a 100 mK. La caracterización $R(T)$ se observará más adelante.
- Finalmente, con membranas litografiadas se trató de caracterizar el TES de una manera más completa, mediante la determinación de las curvas $I(V)$. Se observó un comportamiento anómalo, cuyo origen se intentará aclarar.

2.1. Descripción del instrumental.

En el proceso de caracterización de los TES se utilizaron dos montajes experimentales distintos, en función de los parámetros que interesaba medir: el refrigerador de dilución, para obtener

tanto curvas $R(T)$ como curvas $I(V)$ hasta temperaturas de décimas de Kelvin y el PPMS, que permite una bajada de temperatura más rápida hasta 350 mK.

Instrumental: Refrigerador de dilución

Para obtener temperaturas de operación suficientemente bajas para caracterizar el sensor y su transición, se hace uso de un instrumental llamado refrigerador de dilución [11]. Utiliza una mezcla de dos isótopos del helio en estado líquido (^4He y ^3He) para alcanzar temperaturas del orden de las que se quieren encontrar (100 mK). Esto se realiza mediante un proceso termodinámico que permite bajar de manera continua desde temperatura ambiente hasta temperaturas menores que una décima de Kelvin, proceso que tiene que ver con la entalpía de mezcla de los dos líquidos cuánticos y la presión osmótica que se genera entre los dos isótopos, como se verá más adelante.

Cuando la temperatura de la mezcla disminuye por debajo de 0.87 K, la mezcla sufre una separación de fase espontánea entre una rica en ^3He y otra pobre en ese isótopo. Esta separación de fases tiene lugar en la cámara de mezcla (mixing chamber). Bombeando helio-3 en la fase diluida se produce una reconfiguración de isótopos de ^3He desde la fase concentrada a la fase diluida (energéticamente más favorable). La diferencia de entalpía entre estas dos fases es lo que permite el enfriamiento característico de este instrumental.



Figura 7: Refrigerador de dilución del Laboratorio de Bajas Temperaturas de Zaragoza.

La mezcla de helio-3 y helio-4 es preenfriada y purificada haciendo uso de nitrógeno líquido hasta 77 K y posteriormente con ^4He hasta 4.2 K. A temperaturas superiores sólo existe una fase, independientemente de la concentración de los dos isótopos. Posteriormente, la mezcla fluye mediante un circuito en espiral en torno en una cámara de vacío, llamada 1K pot, donde se ha bombeado helio-4 proveniente desde el baño, lo que permite disminuir su temperatura hasta

apenas 1 K gracias a un contacto térmico.

El refrigerador de dilución del Laboratorio de Bajas Temperaturas de Zaragoza permite la medición de seis muestras bulk y una membrana litografiada al mismo tiempo. El *sample holder* para las seis muestras bulk se observa en la siguiente imagen:

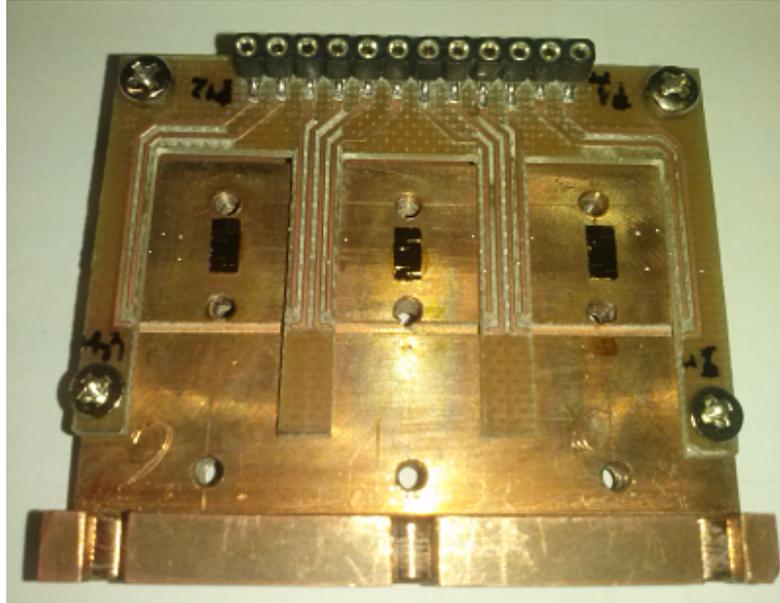


Figura 8: *Holder* de las muestras en el refrigerador de dilución.

Este instrumental fue utilizado para medir la resistencia del TES en función de la temperatura, con el fin de observar la transición superconductora y sus principales características (temperatura de transición T_C , anchura de la transición ΔT , resistencia normal R_N , etc...), de la misma manera que se pueden trazar curvas $I(V)$ de una membrana litografiada mediante un circuito cuyo componente principal es un SQUID (ver apartado 2.4).

Instrumental: PPMS

El PPMS, *Physical Properties Measurement System* es un equipo de medida automatizado que pertenece al Servicio de Medidas Físicas de la Universidad de Zaragoza.

Gracias al bombeo de helio-3, este instrumental tiene la capacidad de bajar hasta temperaturas de 350 mK de forma más rápida que un refrigerador de dilución. Esto permite caracterizar la resistencia en DC del TES mediante el método de la resistencia de cuatro puntos (por dos terminales se introduce una intensidad en continua y por otros dos se mide la diferencia de potencial de la muestra).

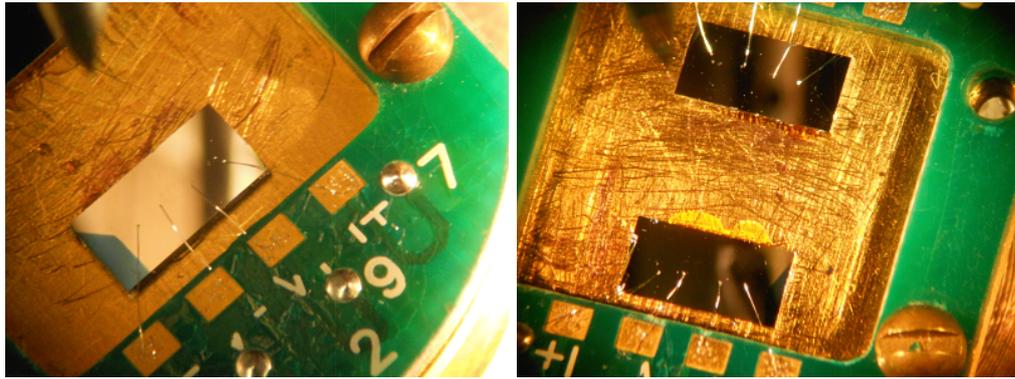


Figura 9: *Sample holder* para el PPMS con varias muestras *bulk*.

Este instrumental ha permitido medir muestras cuya T_C fuera a priori superior a 350 mK, según la curva teórica de Martinis.

2.2. Ajuste experimental de $R(T)$

Una transición teórica superconductor se muestra en la siguiente figura. Se han marcado los parámetros más importantes, que son T_C (temperatura de transición), R_N (resistencia a temperatura mayor que la de transición), ΔT (anchura de transición) y el punto donde se configuraría el TES (*bias position* o punto de operación). Se comprueba que la parte de la transición es recta y el punto de estabilización del TES se configuraría en el comienzo de la transición, con el fin de tener mayor rango dinámico en la parte de la transición que tiene característica lineal con la temperatura.

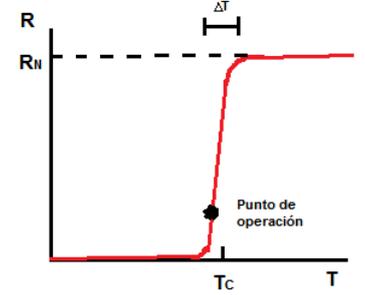


Figura 10: $R(T)$ ideal.

Sin embargo, los datos experimentales no muestran un comportamiento tan sencillo, ya que puede haber transiciones dobles, pequeñas chepas al final de la transición, inexistencia de puntos en la transición, ausencia de linealidad en la transición etc. Una muestra de la gran variedad de transiciones que se pueden encontrar se observa en la siguiente figura:

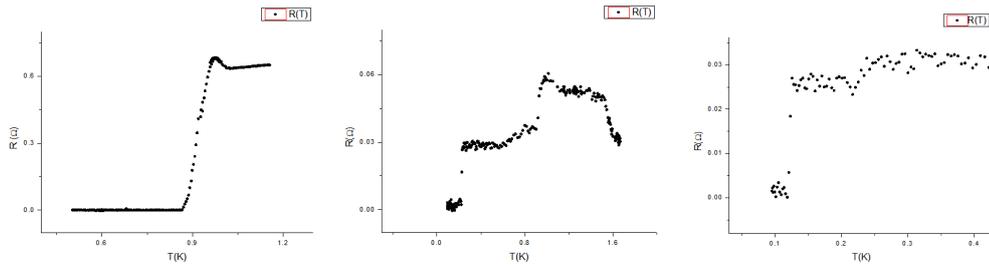


Figura 11: Ejemplos de curvas $R(T)$ anómalas

Las curvas de la resistencia en función de la temperatura obtenidas se ajustaron a distintas relaciones teóricas debido a la gran variedad de curvas experimentales que se pueden obtener. Para el análisis de los resultados obtenidos se ha hecho uso de los siguientes ajustes:

- Función con exponencial en el denominador (**ExpDen**).

$$R(T) = \frac{R_N}{1 + e^{\frac{-(T-T_C)}{\Delta T}}} \quad (10)$$

Cuando $T = T_C$, $R = \frac{R_N}{2}$. Además se cumple que si $T \gg T_C$, $R \rightarrow R_N$ y si $T \ll T_C$, $R \rightarrow 0$. Para calcular la anchura de la transición, se va a tomar como convenio el intervalo de temperatura en el que la resistencia del TES pasa de ser un 10 % de R_N hasta el 90 %:

$$0,9R_N = \frac{R_N}{1 + e^{\frac{-(T_{0,9}-T_C)}{\Delta}}} \rightarrow T_{0,9} = T_C + \Delta \cdot \log(9) \quad (11)$$

$$0,1R_N = \frac{R_N}{1 + e^{\frac{-(T_{0,1}-T_C)}{\Delta}}} \rightarrow T_{0,1} = T_C - \Delta \cdot \log(9) \quad (12)$$

$$T_{0,9} - T_{0,1} \equiv \Delta T = \Delta \cdot \log(81) \quad (13)$$

- **Función error (Ferr):** Elegida por su caracter simétrico en torno a cero (valor que se puede desplazar sumando o restando una cierta cantidad en su argumento). La expresión utilizada es:

$$R(T) = \left[\frac{R_N}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{T - T_C}{\Delta} \right) + 1 \right] \right] \quad (14)$$

De esta manera se vuelve a definir la temperatura de transición como aquella asociada a una resistencia cuyo valor es la mitad de R_N . Para calcular la anchura de la transición, se utiliza el mismo criterio que en el caso anterior:

$$0,9R_N = \frac{R_N}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{T_{0,9} - T_C}{\Delta} \right) + 1 \right] \rightarrow T_{0,9} = T_C + \Delta \cdot \operatorname{erf}^{-1}(0,8) \quad (15)$$

$$0,1R_N = \frac{R_N}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{T_{0,1} - T_C}{\Delta} \right) + 1 \right] \rightarrow T_{0,1} = T_C + \Delta \cdot \operatorname{erf}^{-1}(-0,8) = T_C - \Delta \cdot \operatorname{erf}^{-1}(0,8) \quad (16)$$

Debido a que la función de error inversa es antisimétrica. La anchura de la transición queda como:

$$T_{0,9} - T_{0,1} \equiv \Delta T = 2 \cdot \Delta \cdot \operatorname{erf}^{-1}(0,8) \quad (17)$$

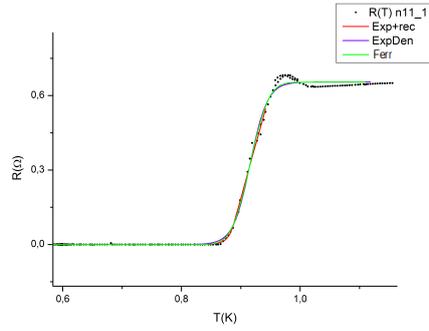
- **Función por partes, exponencial más recta (Exp + rec):** Para modelar el comienzo de la transición se elige una función exponencial que precede a una recta que se ajusta a la transición en sí, sin incluir la parte final en la que la resistencia se estabiliza en R_N . Esta función por partes tendrá que cumplir condiciones de continuidad y derivabilidad en todo su recorrido. La temperatura T_0 (de magnitud inferior a la temperatura de transición aunque muy similar, ya que la anchura de transición es del orden de los mK) es la que marca la frontera entre las dos funciones, cuya resistencia será R_0 (que no será la misma que R_N sino de valor bastante menor). El parámetro ϵ da idea de la brusquedad de la transición pero no tiene que ver con la anchura de transición. La función por partes es, tras aplicar condiciones de continuidad en las funciones y en sus derivadas:

$$R(T) = \begin{cases} R_0 + \frac{R_0}{T_0 \epsilon} \cdot (T - T_0) & \text{si } T \geq T_0 \\ R_0 \cdot \exp\left(\frac{T - T_0}{\epsilon}\right) & \text{si } T < T_0 \end{cases} \quad (18)$$

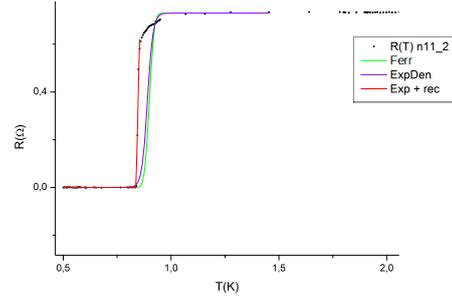
2.3. Resultados experimentales.

Dependencia de T_C con la potencia de sputtering.

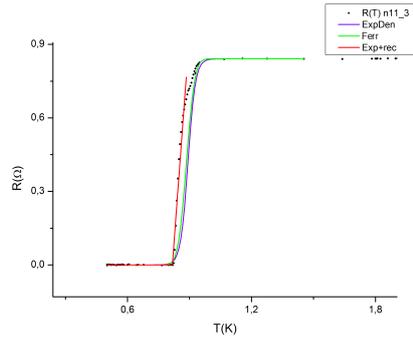
Como se ha mencionado previamente, se realizó un estudio de la relación entre la potencia de sputtering y la temperatura de transición con la serie n11, de molibdeno puro (50 nm). Los ajustes para esta serie son:



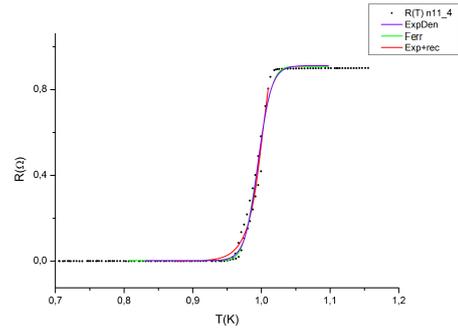
(a) Muestra n11_1 con los tres ajustes.



(b) Muestra n11_2 con los tres ajustes.



(c) Muestra n11_3 con los tres ajustes.



(d) Muestra n11_4 con los tres ajustes.

Y los valores de los parámetros de ajuste con los errores estadísticos son:

Muestra	Ferr			ExpDen		
	T_C (K)	R_N (Ω)	ΔT (mK)	T_C (K)	R_N (Ω)	ΔT (mK)
n11_1	0.916 ± 0.001	0.654 ± 0.001	63 ± 1	0.916 ± 0.001	0.655 ± 0.002	63 ± 1
n11_2	0.844 ± 0.012	0.642 ± 0.001	45 ± 5	0.846 ± 0.010	0.669 ± 0.001	56 ± 4
n11_3	0.901 ± 0.081	0.821 ± 0.002	82 ± 3	0.913 ± 0.040	0.840 ± 0.004	79 ± 3
n11_4	0.995 ± 0.001	0.905 ± 0.009	42 ± 2	0.995 ± 0.001	0.910 ± 0.010	42 ± 2

Se observa que para transiciones buenas, con alta simetría, las dos expresiones **ExpDen** y **Ferr** funcionan razonablemente bien. Sin embargo, cuando se tienen principios o finales de transición muy lentos (n11_2 y n11_3), estos ajustes se desvían bastante de los datos experimentales,

teniendo un mejor resultado con **Exp+rec**.

Muestra	Exp + rec		
	T_C (K)	$R_0(\Omega)$	ϵ (mK)
n11_1	0.888 ± 0.002	0.427 ± 0.014	9.8 ± 2
n11_2	0.839 ± 0.001	0.086 ± 0.020	0.8 ± 1
n11_3	0.808 ± 0.004	0.0018 ± 0.043	0.9 ± 1
n11_4	0.995 ± 0.004	0.427 ± 0.078	9.6 ± 1

Las potencias de sputtering utilizadas en el crecimiento de las muestras **n11** son:

Muestra	Potencia sputtering (W)	T_C (K)
n11_1	100	0.916
n11_2	120	0.845
n11_1	140	0.906
n11_1	150	0.995

Se representan gráficamente con el error en T_C como la mitad de ΔT :

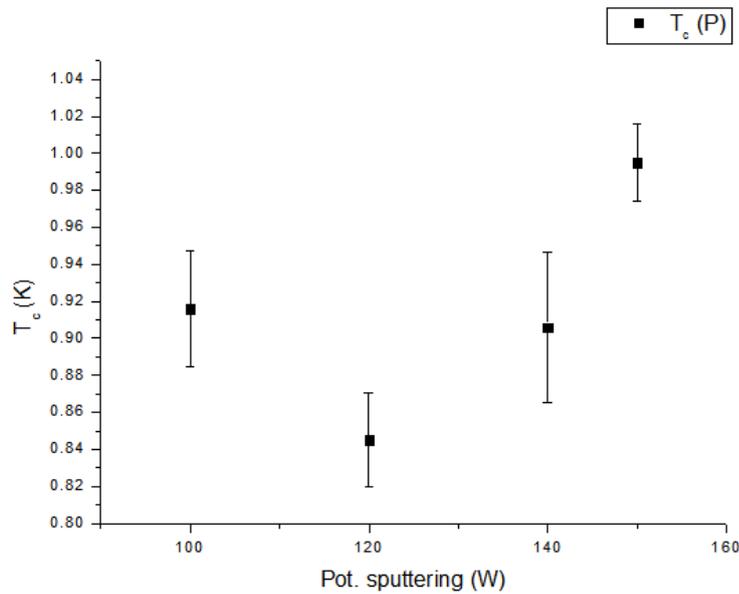


Figura 12: Temperatura de transición en función de potencia de sputtering.

La relación entre la potencia de sputtering y la temperatura de transición muestra un mínimo en torno a 120 W. Sin embargo, hay factores en la fabricación de las muestras bulk que aún no se controlan y hacen perder reproducibilidad. Muestras obtenidas en tiempo cercano sí que han

podido mostrar reproducibilidad (variaciones de la temperatura de transición menores al 5%), no obstante, tras algunas intervenciones en el sistema, esa reproducibilidad se ha perdido, llegando a haber cambios hasta del 10% en la T_C .

Dependencia de T_C con la anchura de las bicapas.

Se ha realizado un estudio de la relación entre el espesor de las bicapas y la temperatura de transición obtenida para las muestras n06, n08, n09 y n12, todas ellas con el mismo espesor de oro (215 nm, 15 nm depositados mediante sputtering y 200 mediante e-beam). Ese espesor de oro permite obtener una R_N adecuada. Estos datos se han ajustado a la curva de Martinis, dejando libres los parámetros T_{C0} y t . El ajuste se muestra en la siguiente gráfica:

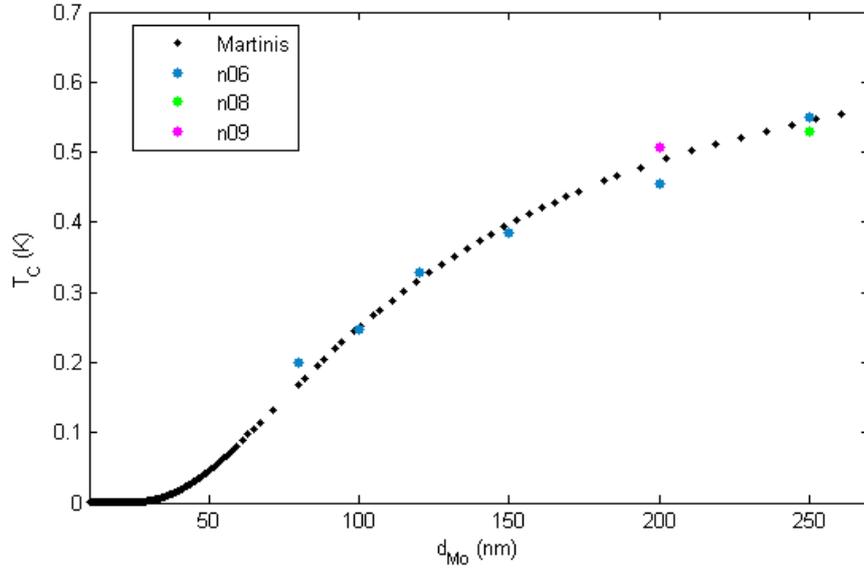


Figura 13: Ajuste de Martinis con datos experimentales de tres series.

Los parámetros obtenidos son $T_{C0} = 0.76$ K y $t' = 0.16$. Estos valores experimentales ajustan razonablemente bien a la fórmula de Martinis. Cualitativamente se puede intentar entender la dependencia de esos parámetros con la T_C de la bicapa. Si T_{C0} aumenta, T_C aumenta también ya que desde la temperatura de transición del molibdeno se parte para obtener menores temperaturas de transición por el efecto de proximidad. Si el espesor de oro aumenta, la T_C de la bicapa tiene que disminuir puesto que se induciría un mayor efecto de proximidad. Por último, si el factor de transmisión aumenta, la limpieza de la interface es mayor (es más transparente) por lo que el efecto de proximidad será más grande.

Se ha realizado un estudio gráfico de la dependencia de la fórmula de Martinis con la variación de los parámetros obtenidos en el segundo ajuste. Tanto T_{C0} como d_{Au} se han variado un 10% ya que mayores variaciones no son comunes. Para el factor de transmisión, debido a su poca reproducibilidad, se ha tomado una variación del 50%. Se ha dibujado una curva con la variación con valores superiores respecto de la obtenida (esto es, máxima T_{C0} y mínimos d_{Au} y

t') y otra con los mínimos valores:

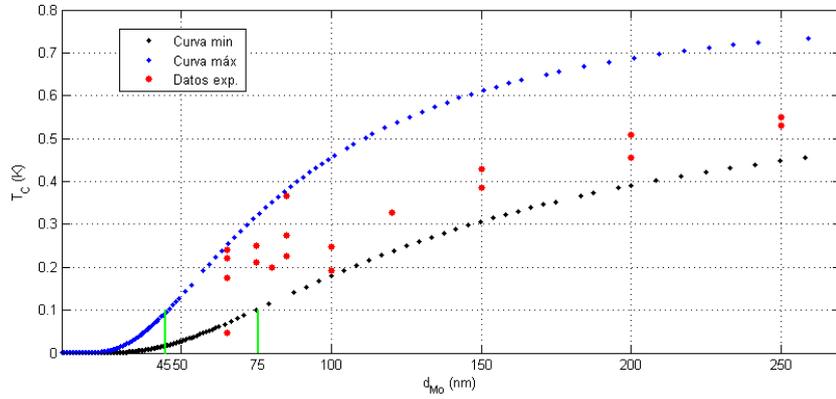
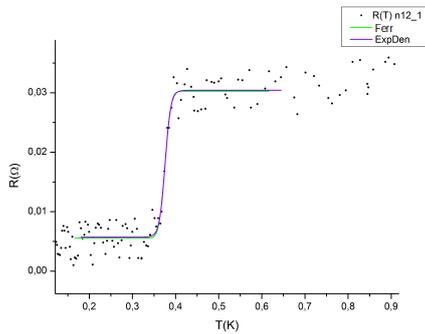


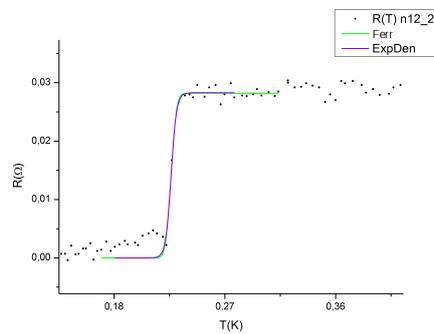
Figura 14: Dependencia de la fórmula de Martinis con la variación de los parámetros.

En la gráfica se incluyen los datos experimentales de la n06, n08, n09 y n12. Se ha marcado en la gráfica el intervalo esperado de valores del espesor de molibdeno para obtener la T_C requerida, el cual es bastante grande, de lo que se deduce que es necesario conseguir un mayor control sobre los parámetros de las bicapas para obtener la reproducibilidad deseada. Sin ella, la elección de los espesores para bicapas con una transición superconductora de 100 mK se vuelve complicada.

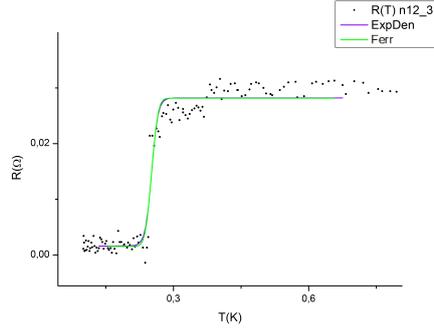
Algunas muestras de la serie n12 se crecieron para intentar obtener temperaturas de transición cercanas a 100 mK. Los ajustes se muestran a continuación:



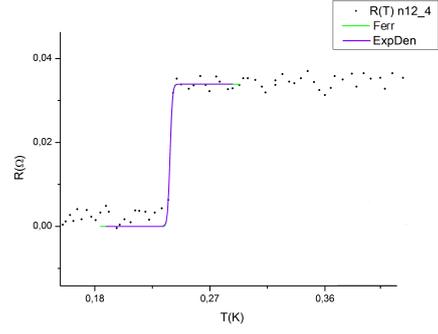
(a) Muestra n12_1 con los tres ajustes.



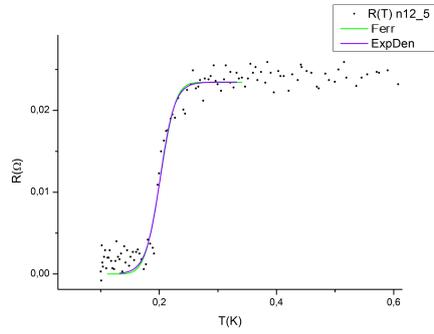
(b) Muestra n12_2 con los tres ajustes.



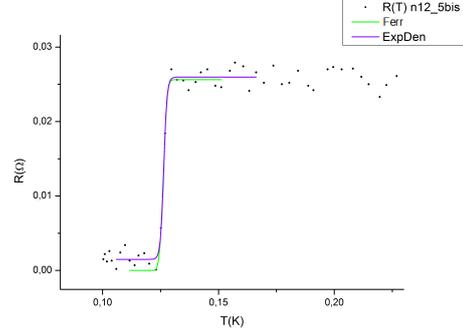
(c) Muestra n12_3 con dos ajustes.



(d) Muestra n12_4 con dos ajustes.



(e) Muestra n12_5 con dos ajustes.



(f) Muestra n12_5 bis con dos ajustes.

Muestra ($\delta_{Mo}/\delta_{Au-S} + \delta_{Au-E}$)	ExpDen			Ferr		
	T_C (K)	R_N (Ω)	ΔT (mK)	T_C (K)	R_N (Ω)	ΔT (mK)
n12_1 (85/15+200)	0.367 ± 0.001	0.031 ± 0.001	29 ± 5	0.375 ± 0.001	0.025 ± 0.001	29 ± 5
n12_2 (85/15+200)	0.226 ± 0.001	0.028 ± 0.001	10 ± 3	0.226 ± 0.001	0.028 ± 0.001	9 ± 2
n12_3 (75/15+200)	0.252 ± 0.001	0.027 ± 0.001	30 ± 5	0.252 ± 0.001	0.027 ± 0.001	29 ± 5
n12_4 (65/15+200)	0.239 ± 0.001	0.034 ± 0.001	4 ± 1	0.239 ± 0.001	0.034 ± 0.001	4 ± 1
n12_5 (65/15+200)	0.202 ± 0.001	0.235 ± 0.001	3 ± 5	0.202 ± 0.001	0.234 ± 0.001	3 ± 5
n12_5bis (65/15+200)	0.126 ± 0.001	0.025 ± 0.001	52 ± 1	0.126 ± 0.001	0.026 ± 0.001	53 ± 1

Aunque no se ha alcanzado la T_C buscada, hay muestras que transitan a temperaturas cercanas y que presentan una buena transición, por lo que los parámetros son muy parecidos entre ajustes, con errores estadísticos muy pequeños.

2.4. Caracterización I(V) de los TES.

El cálculo de las curvas I(V) permite calcular parámetros significativos del TES, como su conductancia G y su capacidad calorífica C, a la vez que propicia una mejor definición del punto de operación:

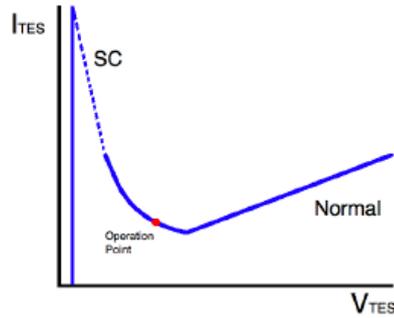


Figura 15: Curva I(V) teórica.

Cuando el TES está en estado superconductor, su resistencia es cero y la pendiente de la curva I(V) tiende a infinito (es decir, hay intensidad a pesar de no tener incremento en el voltaje). A medida que se va aumentando la intensidad, el TES transita a estado normal, donde aparece resistividad en el mismo y la pendiente de la curva se vuelve R_N .

El sistema electrónico que se utiliza en el refrigerador de dilución para medir las curvas I(V) se esquematiza en la siguiente gráfica:

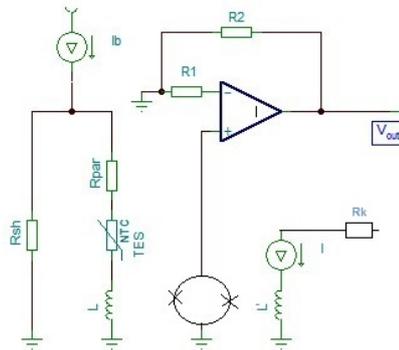


Figura 16: Esquema del circuito interno del refrigerador de dilución.

En el mismo se hace uso de un SQUID (*Superconducting QUantum Interference Devide*), que consiste en una corona circular realizada con material superconductor con dos uniones Josephson separadas diametralmente. Las uniones Josephson se fabrican interponiendo una estrecha lámina de un material no superconductor entre dos superconductores. El SQUID es capaz de medir variaciones en el flujo magnético que lo atraviesa con una alta sensibilidad, convirtiendo esta variación en diferencia de potencial: de este modo, la variación en la intensidad que atraviesa el TES inducida por la aparición de resistividad en el mismo se cuantificará como una diferencia de voltaje en el SQUID. El TES se configura en paralelo a una resistencia R_{shunt} para aprovechar la retroalimentación electrotérmica, como antes se ha mencionado.

El TES medido tiene el siguiente espesor: $(100/15+200)$. Mediante las siguientes ecuaciones

se puede calcular los parámetros V_{TES} , I_{TES} , R_{TES} a partir de los datos experimentales I_b , V_{out} y T_b :

$$I_{TES} = \frac{M'}{M} \cdot R_k \cdot V_{out} = f \cdot V_{out} \quad \text{con} \quad f = 6,52 \cdot 10^{-5} \quad (19)$$

$$R_{TES} = \frac{(I_b \cdot R_{shunt} - I_{TES} (R_{shunt} + R_{par}))}{I_{TES}} \quad (20)$$

Donde M y M' son las inductancias mutuas entre las bobinas L , L' y el SQUID. El balance de potencia en equilibrio nos permite relacionar V_{TES} e I_{TES} con la temperatura del TES:

$$P_{Joule} = V_{TES} \cdot I_{TES} = K (T_{TES}^n - T_b^n) = P_{dis} \quad (21)$$

Donde n y K son parámetros a priori desconocidos. Esta expresión posibilita también el cálculo de C y G , a partir de ajustes de datos a varias T_b . Para distintas temperaturas de operación, se ha obtenido la siguiente gráfica:

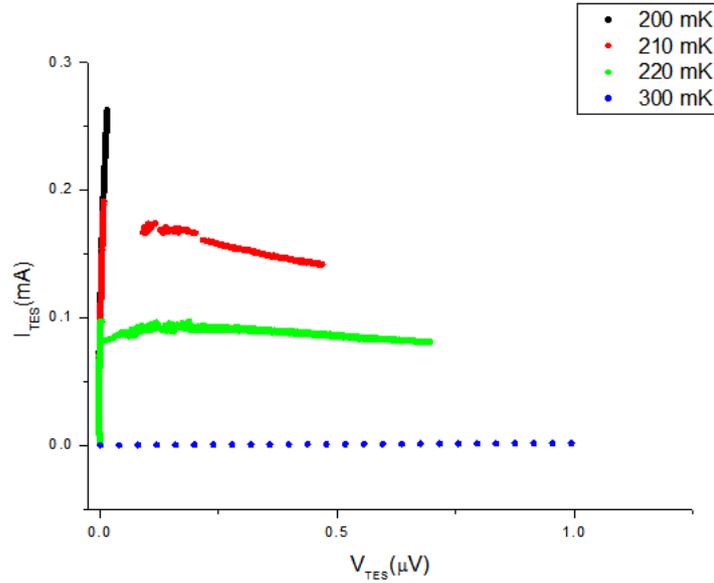


Figura 17: $I(V)$ del TES a distintas T_b .

La curva $I(V)$ a varias temperaturas del baño muestra un comportamiento anómalo, ya que parece que el TES presenta varios valores de resistencia normal. Para determinar su R_N se ha procedido a calcular la curva $R(T)$ con los parámetros genéricos $n = 3$ y $K = 10^{-7}$ ya que no se ha podido medir directamente. Esta caracterización se puede observar en la siguiente gráfica:

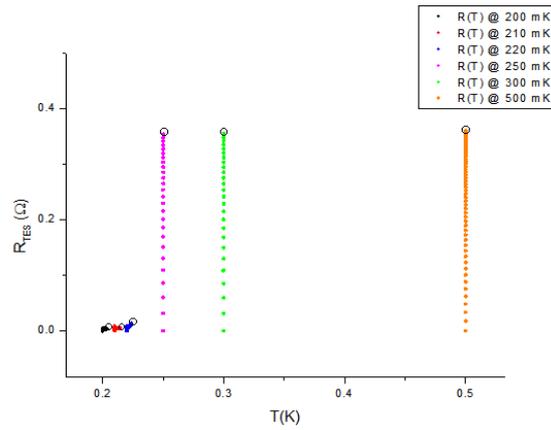


Figura 18: $R_{TES}(T_{TES})$

La resistencia normal de un TES está en torno a los $20\text{ m}\Omega$, valor que en las gráficas aparece mucho mayor, siendo de casi $400\text{ m}\Omega$. La fabricación de las muestras litografiadas se realiza con pads de molibdeno, los cuales se cree que son los causantes de la transición anómala. El TES con los pads se muestra en la siguiente figura:

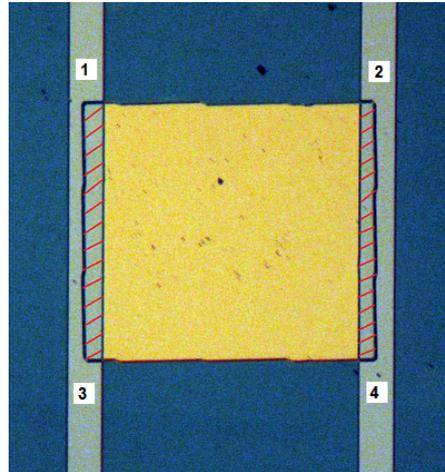
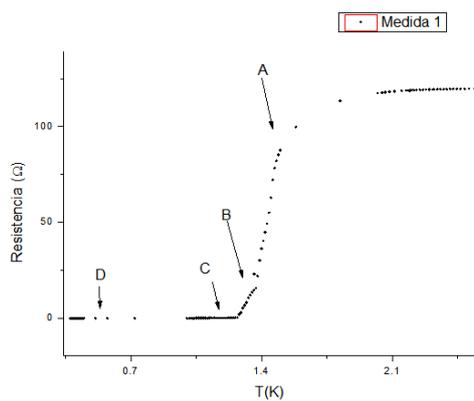
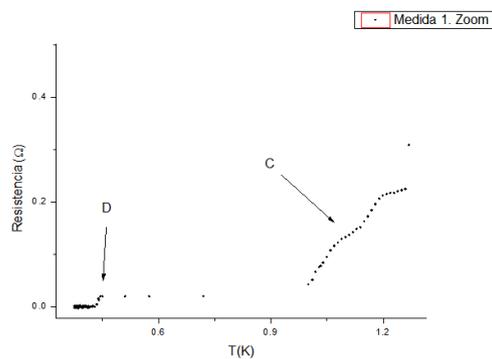


Figura 19: Fotografía de la muestra litografiada y los pads.

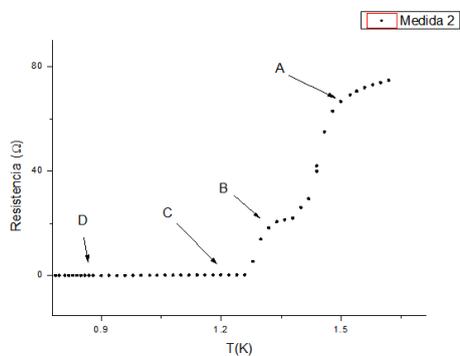
Posteriormente, se hicieron mediciones de la resistencia con el PPMS en tres configuraciones distintas, la primera de ellas midiendo la intensidad en cruzado ($1 \rightarrow 4$), la segunda en U ($1 \rightarrow 2$) y la tercera en línea recta ($1 \rightarrow 3$). Los resultados se pueden ver en las siguientes gráficas, con sus zonas delimitadas y marcadas:



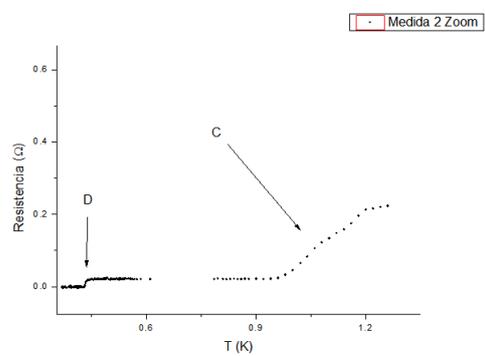
(a) Primera configuración.



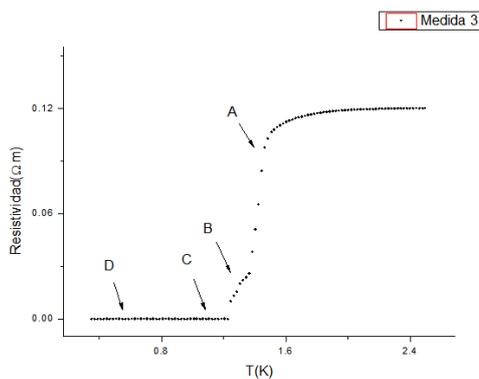
(b) Zoom primera configuración.



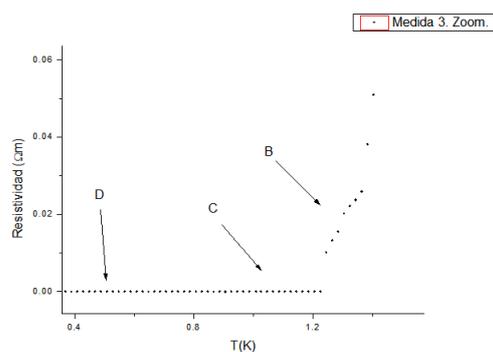
(c) Segunda configuración.



(d) Zoom segunda configuración.



(e) Tercera configuración.



(f) Zoom tercera configuración.

La temperatura de transición del TES está alrededor de 400 mK, por lo que la temperatura de transición que se ve en la gráfica no puede ser la asociada a la bicapa. Se cree que la causa de esta fenomenología atípica se encuentra en los pads de molibdeno mediante los cuales se introduce la corriente eléctrica que permite medir las curvas $I(V)$ de la lámina. El molibdeno tiene

una temperatura de transición superconductor de 0.915 K, por lo que en la temperatura de operación los pads deberían comportarse como superconductores. Las distintas zonas marcadas en la gráfica se justifican de la siguiente manera:

- A: Los pads comienzan la transición superconductor desde el valor resistivo R_N (en torno a 100Ω).
- B: La transición se interrumpe sin haber llegado la resistencia a su mínimo valor. Al parecer, los pads transitan doblemente. Parece que hay una parte de los pads que transitan a una temperatura inferior.
- C: Parece que en esta zona los pads han transitado. No obstante, si se hace zoom, se puede observar una pequeña resistencia que sigue disminuyendo con la temperatura, que puede ser la responsable de la obtención de las curvas $I(V)$ anómalas. Al observar la configuración 3, se puede ver que esta zona no aparece y la resistencia decae directamente a cero. Esto implica que los pads longitudinalmente tienen un tramo superconductor entre 1 y 3. Sin embargo, debido a la existencia de una resistencia no esperada en el resto de las configuraciones, se cree que la parte de los pads que está sobre la membrana (zona marcada en rojo en la gráfica) tiene efecto de proximidad inducido y la temperatura de transición de esa zona es menor que la del molibdeno puro.
- D: Si hacemos zoom en esta zona se puede apreciar (en las dos primeras configuraciones) la verdadera transición del TES en torno a 400 mK, donde sí que disminuye desde una resistencia normal de $20 \text{ m}\Omega$.

En este punto habría varias opciones distintas: se pueden sustituir los pads de molibdeno por un material no superconductor, como el oro, que no tendría transición superconductor aunque incluiría un valor de resistividad fijo en la medición. Otra opción sería fabricar pads de un material superconductor con un valor de la temperatura de transición mayor, como el niobio ($T_C = 9.1 \text{ K}$), para que la disminución de la temperatura crítica en virtud del efecto de proximidad no entrara dentro del rango de temperaturas de trabajo. Esta última opción tendría un coste de implementación mayor. También se plantea la sustitución de los pads por otros más gruesos de molibdeno.

Por su facilidad de implementación, se probó la sustitución de los pads de molibdeno por pads de oro, pudiendo obtener curvas $R(T)$ en las que la transición de los pads no dificultara la determinación del comportamiento del TES. Se probó esta configuración con dos sensores de transición superconductor litografiados obtenidos a partir de la muestra bulk. El resultado se observa en la siguiente figura:

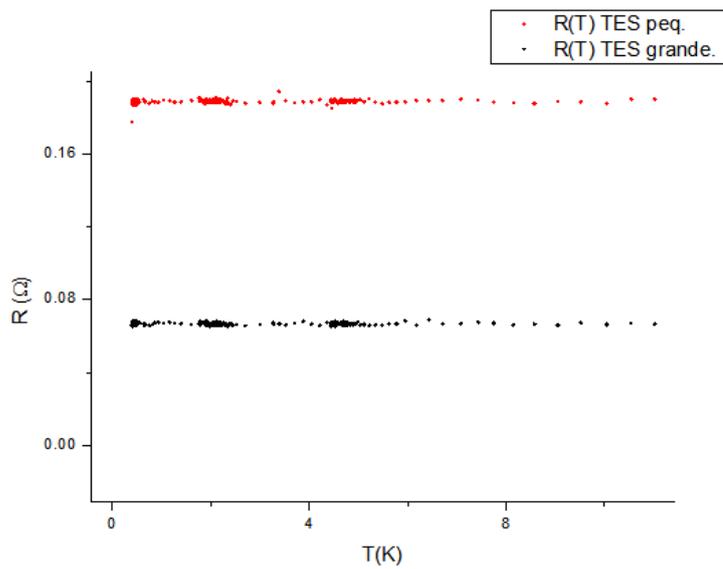


Figura 20: Medida de $R(T)$ con pads de oro.

Al realizar las medidas con el PPMS, no se observan las transiciones de los propios TES, debido a que el PPMS no pudo descender de 400 mK. No obstante, sí se puede comparar la gráfica 20 con la 21, donde se midió en la misma configuración pero con pads de molibdeno y aparece un comportamiento extraño:

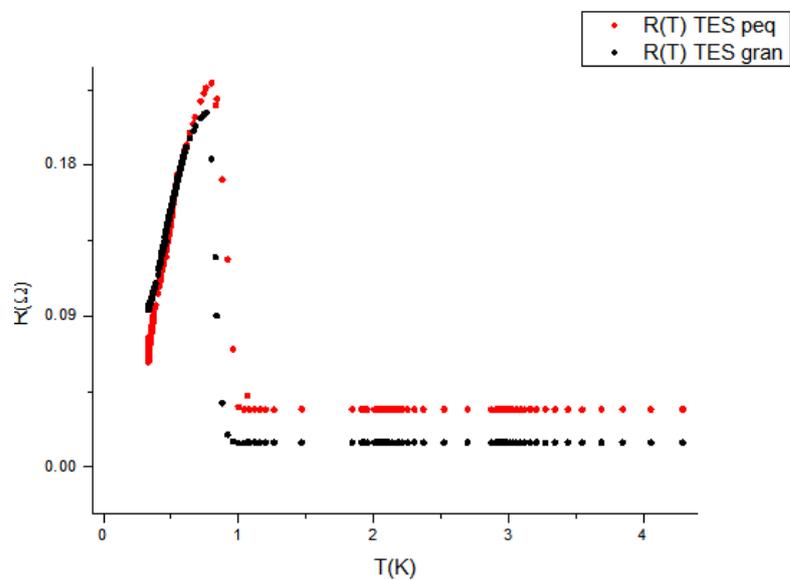


Figura 21: Transición anómala debida a los pads de molibdeno.

Una vez se ha identificado el problema, se va a seguir trabajando en una solución definitiva que permita, encontradas las condiciones adecuadas de reproducibilidad, caracterizar de manera completa TES de Mo/Au con una temperatura de transición cercana a 100 mK.

3. Conclusiones

- Los TES presentan una gran resolución cuando operan en su rango dinámico, al configurarse al principio de su transición superconductor. La misión espacial Athena tiene previsto utilizar esta tecnología para fabricar microcalorímetros que permitan detectar fotones de rayos X del medio intergaláctico para respaldar el modelo del Universo Energético y Caliente. Medir la variación de la resistencia en la transición del TES, donde la resistencia es lineal con la temperatura, posibilita la determinación de la energía depositada por un fotón incidente.
- Debido a la inexistencia de materiales superconductores a la temperatura de operación deseada (100 mK, aconsejable para disminuir el ruido térmico), la mejor alternativa es desarrollar bicapas con láminas superconductoras y láminas normales. Al ponerlas en contacto y en virtud al efecto de proximidad, el gap prohibido del material superconductor disminuye, por lo que su temperatura de transición también disminuye. En el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la Universidad de Zaragoza se está trabajando en la caracterización de bicapas de molibdeno ($T_C = 0,917K$) y oro, que son crecidas en el Instituto de Microelectrónica de Madrid.
- Las bicapas caracterizadas presentan temperaturas de transición superiores a la temperatura deseada de operación. La obtención de temperaturas de transición inferiores pasa por disminuir el espesor de molibdeno, aumentar el de la lámina de oro o intentar obtener un mayor factor de transmisión t .
- La dependencia de la temperatura de transición de los TES con los parámetros principales de las bicapas (d_{Mo} , d_{Au} , T_{CO} y t) es alta, por lo que una pequeña variación en cualquiera de estos parámetros implica una variación en la T_C . Además, si en algún caso se manipula el instrumental de crecimiento, las condiciones de operación cambian y encontrar la reproducibilidad requerida se vuelve muy complicado. Las bicapas suelen seguir el comportamiento descrito por Martinis pero la poca reproducibilidad del parámetro t' , asociado al método de fabricación de las bicapas, limita en gran medida la posibilidad de crecer TES a la temperatura de transición requerida.
- Sin embargo, se han conseguido algunos TES con temperatura crítica cercana a 100mK y transiciones abruptas, por lo que mejorando el control de parámetros de crecimiento se espera poder conseguir TES con las prestaciones y reproducibilidad deseadas.
- En la caracterización I(V) se ha encontrado un comportamiento anómalo, cuyo origen parece estar en los pads de molibdeno utilizados para medir la señal. Se plantean un cambio de material de los pads para solucionar este problema. Se ha realizado una primera prueba cambiando el molibdeno por oro como primera solución pero se seguirá trabajando en otras opciones, como superconductores con una temperatura de transición mayor que la del molibdeno.
- Otras medidas de interés pueden ser la impedancia compleja $Z(\omega)$ y el ruido del TES. Para tal fin se ha de completar el instrumental de medida del Laboratorio de Bajas Temperatu-

ras, proceso que se está llevando a cabo actualmente.

- A medio plazo se trabaja en el desarrollo del material absorbente para fabricar un píxel completo. Se ha elegido el bismuto como absorbente, ya que su alto número atómico cumple con los requerimientos necesarios para la absorción de rayos X. El píxel completo se probará como detector con una fuente de rayos X de ^{55}Fe .
- A largo plazo se estudia la fabricación y la caracterización de arrays completos.

Bibliografía

- [1] K. Nandra et al., A Hot and Energetic Universe: a White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission. (2013).
- [2] D. Barret et al., The X-ray Integral Field Unit (X-IFU) for Athena+. (2013)
- [3] S. Sciortino et al., The Hot and Energetic Universe: Star formation and evolution.
- [4] Laurent Ravera et al., The X-ray Integral Field Unit (X-IFU) for Athena.
- [5] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. (John Wiley and Sons, Inc. 2005), 8va edición.
- [6] K. D. Irwin and G.C. Hilton, Transition-Edge Sensors from *Criogenic Particle Detection* (Springer, 2005).
- [7] Lourdes Fàbrega et al., Towards Mo/Au based TES detectors for Athena/X-IFU.
- [8] María Parra Borderías, *Low temperature calorimetry applications: radiation detectors and material characterisation*.
- [9] J. Martinis et al., Calculation of T_C in a normal-superconductor bilayer using the microscopic-based Usadel theory Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 444 (2000) 23-27.
- [10] M. Parra-Borderías et al., Thickness dependence of critical temperature in Mo/Au bilayers.
- [11] Frank Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures* (Ed. Springer) 3ra edición.