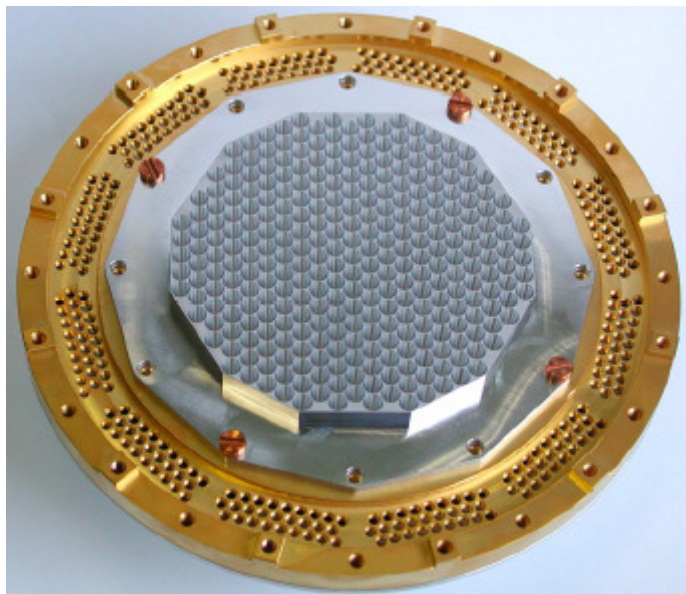




Universidad de Granada
Facultad de Ciencias
Departamento de Física Teórica y del Cosmos

Caracterización del Gran Arreglo de Bolómetros (LABOCA), en el Laboratorio



Tesis Doctoral

Por:

Angel Enrique Sánchez Colín

Granada-España

Enero 2006

Fotografía de la portada: Arreglo exagonal y anillo del bolómetro para *LABOCA* (*Large Bolometer Camera*), después de maquinados-fino en Aluminio y Cobre recubierto con Oro, respectivamente. El arreglo exagonal contiene 295 conos simétricamente espaciados a 4 mm y diámetro de 0.54 mm en la guía de onda cilíndrica del vértice.


Tesis Doctoral

Por:

Angel Enrique Sánchez Colín



Director de Tesis: Dr. Ernst Kreysa (Instituto de Radio Astronomía, Max-Planck
Bonn, Alemania).



Tutor: Dr. Lucas Lara Garrido (Universidad de Granada, España).



A mi esposa

Esther Arredondo

Por todo el apoyo que me brinda

Mi sincero agradecimiento a:

Dr. Ernst Kreysa

Dr. Peter Gemünd

Dr. Giorgio Siringo

Ing. Walter Esch

Ing. Iván Cámara

Ing. Gundula Lundershausen

A los miembros del taller mecánico

Resumen

Desde principios de los años 90, miembros del Instituto de Radio Astronomía Max-Planck (MPIfR), en Bonn, Alemania, han estado desarrollando radiómetros basados en arreglos de bolómetros para observaciones astronómicas en el continuo de longitudes de onda milimétrica y submilimétrica. Por rango submilimétrico, entendemos la parte del espectro electromagnético con longitudes de onda entre [0.1 - 1 mm]. Este corresponde al número de onda en el intervalo de [10 – 100 cm^{-1}] y frecuencias de [0.3 – 3 THz]. El nuevo arreglo con 295 bolómetros, *LABOCA* (*Large Bolometer Camera*), operando a 300 mK, representará el arreglo de detectores más sensitivo en el continuo para longitudes de onda de 870 μm . Será instalado el próximo año en el telescopio submilimétrico de 12 metros de diámetro para el proyecto *APEX* (*Atacama Pathfinder Experiment*), ubicado en el sitio del proyecto *ALMA* (*Atacama Large Millimeter Array*), en Chajnantor-Chile. *LABOCA* opera en longitudes de onda donde hay una significativa absorción por el vapor de agua en la atmósfera de la tierra. Por consiguiente, con su gran tamaño, habrá una gran carga de calor debido a la radiación térmica de fondo y una buena conducción a través de las vías conductoras para producir la señal. Todos los bolómetros astronómicos requieren ser caracterizados, probados y ser sometidos a medidas de calibración bajo condiciones de laboratorio, antes de ser instalados en el telescopio. Por esta razón, es de especial importancia conocer su respuesta espectral.

Esta tesis abarca dos problemas de investigación: el comportamiento y mejoras de contactos térmicos (*Thermal Shunts*) y la construcción de dos fuentes radiantes submilimétricas tipo cuerpos negros (*Blackbodies*), que puedan ser operados en un espectrómetro al alto vacío, cuya finalidad es la calibración.

Debido a sus principios de trabajo, un detector térmico en criogenia, necesita estar muy bien protegido de cargas térmicas extrañas ajenas al sistema. Para este propósito, los contactos térmicos son requeridos. Los contactos térmicos son mecanismos que combinan alta conductividad térmica con perfecto aislamiento eléctrico.

Una tarea importante de esta tesis, es el diseño y construcción de contactos térmicos compactos, que sean compatibles con el diseño de *LABOCA*.

La conductancia térmica de los materiales disminuye rápidamente a temperaturas menores de 1 K; por lo tanto, al medir la conductancia en diseños compactos con la mínima disipación de potencia, se presenta todo un desafío experimental.

Varias versiones de contactos térmicos fueron construidos y caracterizados experimentalmente por el *método de flujo de calor en estado estacionario* a las temperaturas de (4.2 y 1.3) K, en un criostato para ^4He y a 0.3 K en un refrigerador para ^3He . El rango de temperaturas relativamente grande para nuestros datos, permitió un entendimiento más profundo de los procesos físicos en la operación de cada mecanismo.

Aunque no exista una sola capa de materiales en la cavidad de un cuerpo negro que tenga alta absorción y por lo tanto alta emisividad sobre la banda total de longitudes

de onda submilimétricas; para propósitos de calibración, una fuente térmica con estas características y emisividad cercana a la unidad puede ser construida, aplicando moderadamente una capa de material absorbente dentro de la cavidad, la cual entonces constituye el cuerpo negro deseado.

Dos fuentes radiantes tipo cuerpos negros, fueron construidas y adaptadas en el *Interferómetro Martín-Puplett*, que sirve como un sistema de calibración espectral en el laboratorio de bolómetros del MPIfR. Las fuentes operan convenientemente a (77 y 300) K.

Las condiciones de alto vacío mantenidas en el interferómetro, tienen la finalidad de evitar complicaciones en el momento de realizar la medición; producidas por la absorción en el vapor de agua de la atmósfera y para reducir la razón de evaporación del Nitrógeno líquido contenido en el cuerpo negro a 77 K. Sin embargo, la operación en estas condiciones, implica tener que encontrar lubricantes que sean adecuados para alto vacío y que puedan ser empleados en los mecanismos internos del interferómetro, como son: los ejes deslizantes y en el tornillo sin fin que permiten el movimiento del espejo. Especialmente importante para este respecto, es el cojinete que soporta un polarizador rotatorio de rejillas de alambre, que actúa como modulador para ambos cuerpos negros.

Para probar el sistema de calibración, utilizamos un bolómetro semiconductor con un termistor de germanio, *NTD-Ge (Neutron-Transmutation-Doped Germanium)*, instalado en un criostato para ^4He , operando a 1.3 K.

Finalmente, se tomó una medición con un bolómetro de prueba, compatible con el diseño de *LABOCA*. Compuesto por un arreglo de siete bolómetros superconductores *VSB (Voltage-biased Superconducting Bolometer)* y un termistor hecho con doble capa de Molibdeno y aleación de Oro-Paladio, operando a 0.3 K con un refrigerador de absorción de ^3He . Las señales fueron obtenidas mediante un sensor de corriente *SQUID (Superconducting Quantum Interference Device)*, montado en la placa fría de un criostato para ^4He a 1.3 K.

Los interferogramas que fueron obtenidos y sus correspondientes espectros nos confirmaron la completa funcionalidad del interferómetro.



Radiotelescopio para el proyecto **APEX** (Atacama **P**athfinder **E**Xperiment).

Ubicación: Llano de Chajnantor, 50 Km al este de San Pedro de Atacama, Norte de Chile.

Altura: 5105 m (s.n.m.)

Diámetro: 12 m,

Masa: 125 000 kg.

CONTENIDO

Introducción ____ (1)

PRIMERA PARTE

Experimentos a Bajas Temperaturas

1. Técnicas para Bajas Temperaturas

1.1. Desarrollo Histórico ____ (9)

1.2. Criostatos para Evaporación de ^4He ____ (12)

1.3. Refrigerador de ^3He ____ (15)

2. Teoría de las Mediciones

2.1. Termómetros-Resistores de Carbón ____ (17)

2.2. Presión de Vapor del Helio Líquido ____ (19)

2.3. Resistencia al Contacto Térmico ____ (22)

2.4. Cristales de Cuarzo como Medios de Unión ____ (25)

2.5. Conductividad Térmica del Cristal de Cuarzo ____ (27)

2.6. Errores de Propagación ____ (29)

3. Desarrollo Experimental

3.1. Técnica Experimental ____ (32)

3.2. Descripción de las Muestras y Monturas Experimentales ____ (34)

4. Resultados Experimentales y Aplicaciones

4.1. Contactos Térmicos y otros Mecanismos ____ (39)

4.2. Aplicaciones ____ (49)

SEGUNDA PARTE

El Sistema de Calibración Espectral

5. El Sistema de Calibración Espectral

5.1. Los Cuerpos Negros ____ (55)

5.2. Leyes de Radiación Térmica ____ (61)

5.3. El Interferómetro Martin-Puplett ____ (64)

5.4. Lubricación de los Mecanismos internos en el Interferómetro ____ (71)

6. Pruebas y Mediciones de Calibración

6.1. El Bolómetro ____ (79)

6.2. Pruebas y Mediciones ____ (81)

7. Conclusiones ____ (93)

8. Apéndice

8.1. Tablas y Resultados ____ (199)

9. Referencias ____ (207)

ENGLISH VERSION___ (97)

CONTENTS

Abstract___ (101)

Introduction___ (105)

PART - ONE

Low Temperature Experiments

1. Low Temperature Techniques

1.1. Historical Development___ (113)

1.2. ^4He Evaporation Cryostats___ (116)

1.3. ^3He Refrigerator___ (119)

2. Theory of the Measurements

2.1. Carbon Resistor Thermometers___ (121)

2.2. Liquid Helium Vapor-Pressure___ (123)

2.3. Thermal Contact Resistance___ (126)

2.4. Crystals Quartz between Bonding Agents___ (129)

2.5. Thermal Conductivity of Crystal Quartz___ (131)

2.6. Measurement and Propagation Errors___ (132)

3. Experimental Development

3.1. Experimental Technique___ (135)

3.2. Description of the Samples and experimental Setup___ (137)

4. Experimental Results and Applications

4.1. Thermal Shunt and other Devices___ (142)

4.2. Applications___ (151)

PART - TWO

The Spectral Calibration System

5. The Spectral Calibration System

5.1. The Blackbody Sources___ (157)

5.2. Thermal Radiation Laws___ (163)

5.3. The Martin-Puplett Interferometer___ (166)

5.4. Lubrication of the Mechanisms Inside the Interferometer___ (173)

6. Tests and Calibration Measurements

6.1. The Bolometer ___ (181)

6.2. Tests and Measurements___ (183)

7. Conclusions___ (195)

8. Appendix

8.1. Tables and Results___ (199)

9. References ___ (207)

INTRODUCCIÓN

INTRODUCCIÓN

Desde principios de los años 90, miembros del Instituto de Radioastronomía Max-Planck (MPIfR) en Bonn, Alemania, han estado desarrollando radiómetros basados en arreglos de bolómetros para observaciones astronómicas en el continuo de longitudes de onda milimétrica y submilimétrica^{1,2}. Por rango submilimétrico, entendemos la parte del espectro electromagnético con longitudes de onda entre [0.1 -1 mm]. Este corresponde al número de onda en el intervalo de [10 – 100 cm⁻¹] y frecuencias de [0.3 – 3 THz], como está indicado en la Figura (1). El nuevo arreglo con 295 bolómetros, *LABOCA (Large Bolometer Camera)*³, operando a 0.3 K, representará el detector más sensitivo en el continuo para longitudes de onda de 870 μm .

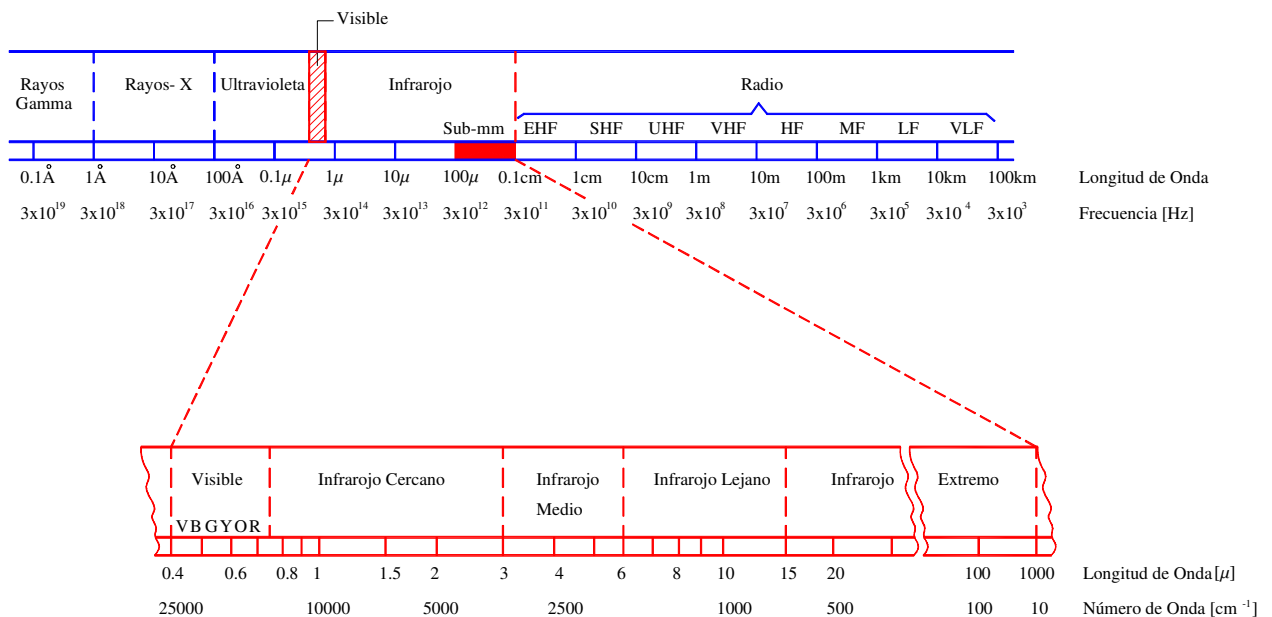


Figura (1). El Espectro Electromagnético.

La mayoría de los sistemas para el rango submilimétrico deben estar enfriados al menos hasta 0.3 K, por medio de un refrigerador de absorción de ^3He , en combinación con un criostato para evaporación de ^4He , o por algún otro sistema de enfriamiento. Todos los bolómetros astronómicos requieren ser caracterizados, probados y ser sometidos a medidas de calibración bajo condiciones de laboratorio, antes de ser instalados en el telescopio. De especial importancia para este respecto, es el conocimiento de su respuesta espectral.

Uno de los *propósitos* en esta tesis, es el mejoramiento del sistema de calibración, el cual consiste en un *Interferómetro Martin-Puplett*. La técnica de calibración se basa en las mediciones de la respuesta espectral, hechas con el interferómetro y en las mediciones de la responsividad, tomadas de la combinación de un *cuerpo negro* previamente enfriado, con otro a temperatura ambiente. La mejor precisión puede ser alcanzada, restringiendo la temperatura de los cuerpos negros hasta que la región de su espectro predominante, coincida con la región espectral sensitiva del detector. Por esta razón, dos fuentes radiantes submilimétricas tipo cuerpo negro, fueron construidas para operar a (77 y 300) K respectivamente. Estas temperaturas son fáciles de obtener; una por medio del contacto con Nitrógeno líquido, cuyo punto de ebullición a presión atmosférica es ~ 77.2 K y la otra, con la temperatura del laboratorio. Los cuerpos negros fueron adaptados en el interferómetro para operar en condiciones de alto vacío.

Aunque no existe una capa de materiales única, que tenga alta absorción y por tanto alta emisividad sobre la banda total de longitudes de onda submilimétrica, dos fuentes térmicas con emisividad aproximada a la unidad pudieron ser construidas, aplicando moderadamente varias capas de un buen material absorbente dentro de sus

cavidades; las cuales entonces constituyen los cuerpos negros. Las condiciones de alto vacío son mantenidas en el interferómetro, con el fin de evitar la complicación en las mediciones, debido a la absorción por el vapor de agua en la atmósfera y para disminuir la razón de evaporación del Nitrógeno líquido del cuerpo negro a 77 K. Bajo estas condiciones, sin embargo; se debe tener cuidado para evitar la contaminación molecular, debido a los materiales desgasificados que puedan condensarse en el sistema óptico. Por lo tanto es esencial encontrar lubricantes para alto vacío, es decir; con la más baja presión de vapor para todos los mecanismos internos de la cámara.

Para probar el sistema de calibración, utilizamos un bolómetro semiconductor con un termistor hecho de germanio, *NTD-Ge (Neutron-Transmutation-Doped Germanium)*, instalado en un criostato de ^4He y operando a 1.3 K. Varios interferogramas fueron tomados y sus correspondientes espectros confirmaron la completa funcionalidad del interferómetro. Por consiguiente, procedimos a la medición con un bolómetro de prueba, compatible con el diseño de *LABOCA*. Compuesto por un arreglo de siete bolómetros superconductores *VSB (Voltage-biased Superconducting Bolometer)* y un termistor hecho con doble capa de Molibdeno y aleación de Oro-Paladio, operando a 0.3 K con un refrigerador de absorción de ^3He . Las señales fueron obtenidas mediante un sensor de corriente *SQUID (Superconducting Quantum Interference Device)*, montado en la placa fría de un criostato para ^4He a 1.3 K.

Otro de los *propósitos* en esta tesis, es determinar la conductividad térmica de contactos térmicos compactos (*Thermal Shunts*), en función de la temperatura. Debido a sus principios de trabajo, todos los detectores térmicos criogénicos, necesitan estar bien protegidos de cargas térmicas extrañas en el momento en que están operando,

normalmente a temperaturas menores de 1 K. Para estos propósitos, los contactos térmicos son requeridos. Un contacto térmico, es un mecanismo que combina muy baja resistencia térmica con perfecto aislamiento eléctrico. Ubicado entre una fuente de calor y un mecanismo sensible a ese calor, por ejemplo; un bolómetro, quien indicará el calor alcanzado por el mecanismo sensitivo. Varias versiones de contactos térmicos fueron diseñados, construidos y caracterizados experimentalmente con el *método de flujo de calor en estado estacionario* a temperaturas de 4.2 K y 1.3 K en un criostato de ^4He y a 0.3 K en un refrigerador de ^3He . El rango de temperaturas relativamente grande para nuestros datos, nos permitió un entendimiento profundo de los procesos físicos en la operación de cada mecanismo.

La determinación de las propiedades térmicas en estos diseños, requiere cierto grado de aislamiento térmico entre el material y sus alrededores. El grado de aislamiento debe ser suficiente para conocer las demandas del control de la temperatura, de la medición de la temperatura y de la capacidad disponible de enfriamiento del refrigerante. Estas condiciones implican que un buen criostato es absolutamente esencial, para obtener las mediciones con éxito al calcular la transferencia de calor que tomará lugar entre la muestra y sus alrededores. En cada criostato, uno necesita de alambres para conducir la señal desde la parte externa a temperatura ambiente, hasta la parte interna, que se encuentra a bajas temperaturas y viceversa. Para terminales de baja corriente en nuestros experimentos, utilizamos alambre de manganeso ($\rho_{300\text{ K}} = 55.9\ \Omega/\text{m}$, $\rho_{4.2\text{ K}} = 45\ \Omega/\text{m}$) debido a que tiene muy baja conductividad térmica y poca dependencia de la temperatura por su resistividad eléctrica. El principal aislamiento entre las partes frías con las partes calientes esta constituido por medio del vacío. Por lo tanto, es de gran utilidad en la

práctica, el conocimiento de algunas técnicas tales como, soldadura, fundición y detección de fugas. Estas técnicas para alto vacío son muy importantes porque los equipamientos criogénicos, pueden experimentar un excesivo estrés mecánico debido a los altos gradientes de temperatura y a los diferentes coeficientes de expansión térmica de los materiales utilizados.

Varios cuestionamientos⁴ fueron considerados antes de realizar los experimentos, en particular a temperaturas menores de 1 K. por ejemplo: ¿Cómo alcanzar la temperatura más baja? ¿Cómo medirla? ¿Cómo reducir la influencia de calor externo, de tal manera que la temperatura más baja alcanzada pueda mantenerse por un tiempo suficientemente largo? ó ¿Cómo transferir el calor de un lugar a otro?...a presión atmosférica, el punto de ebullición del ³He es ~3.19 K y ~4.21 K para el ⁴He. Mientras que extrayendo por bombeo la presión de vapor del ⁴He líquido, temperaturas de aproximadamente 1.3 K pueden ser fácilmente alcanzadas. La manera más fácil de obtener temperaturas significativamente menores que 1 K en nuestros experimentos, fue utilizando un refrigerador de ³He, en contacto mecánico con la placa fría de un criostato de ⁴He. Sus principios de trabajo son, absorbiendo la presión de vapor del ³He líquido, por medio de una bomba de absorción compuesta por barras de carbón, con la que se alcanza la temperatura más baja, hasta un poco menos de 0.3 K. El límite más bajo que se puede alcanzar con el ³He es debido a que la presión de vapor del ³He es a todas las temperaturas, más alto que la presión de vapor del ⁴He.

PRIMERA PARTE

Experimentos a Bajas Temperaturas

1. TÉCNICAS PARA BAJAS TEMPERATURAS

1.1. Desarrollo Histórico

Hoy en día, los científicos han desarrollado técnicas para producir muy altas o muy bajas temperaturas como existen en la naturaleza; por ejemplo, temperaturas en el rango de aproximadamente 10^9 K, (la temperatura en el centro de las estrellas más calientes y necesaria para formar o destruir el núcleo atómico), hasta 2×10^{-6} K, estas temperaturas más bajas son accesibles en experimentos en los laboratorios de física de la materia condensada, para investigar el movimiento de los núcleos atómicos. Con estos avances, la física de bajas temperaturas ha sobrepasado a la naturaleza por varios órdenes de magnitud, ya que la temperatura más baja en la naturaleza y en el universo es ~ 2.37 K

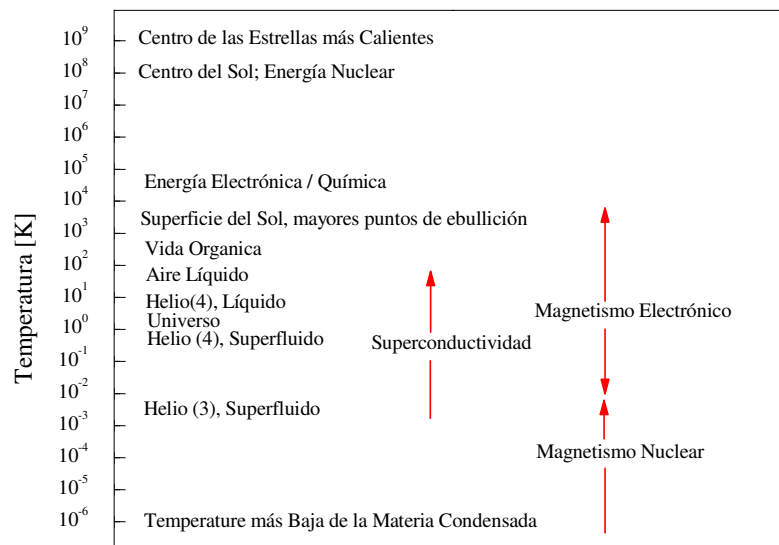


Figura (2) Escala Logarítmica de Temperatura con algunos fenómenos característicos⁵.

(Figura 2). Esta temperatura de fondo existe en cualquier parte del universo debido a que todavía hay fotones que son irradiados por el “Big-Bang”⁵. El desarrollo histórico de refrigeración en bajas y ultra bajas temperaturas esta ilustrado en la Figura (3). El Aire, el Nitrógeno y el Oxígeno, fueron licuados y eventualmente solidificados hace poco más de cien años, en 1883. Esta fue la primera vez que el hombre alcanzo temperaturas menores a 100 K. En 1908 un científico alemán llamado Heike Kamerlingh-Onnes, pudo licuar el

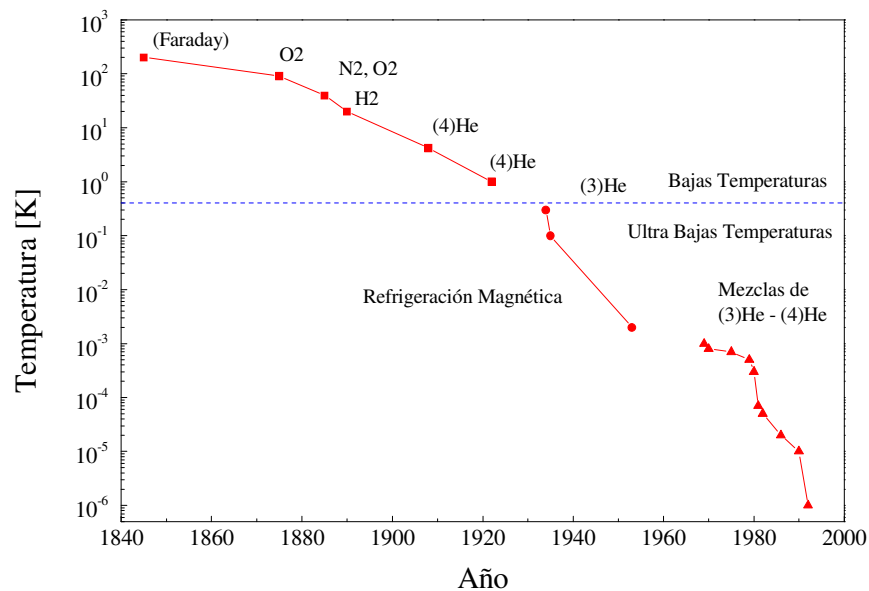


Figura (3). Desarrollo histórico de la refrigeración en las temperaturas de la materia. Comenzó aproximadamente hace 150 años con la licuefacción de gas por Faraday. El rango de bajas temperaturas fue hecho accesible por el aire líquido, hidrógeno líquido (H₂), y el helio líquido (⁴He). Las ultra bajas temperaturas fueron alcanzadas por la refrigeración magnética con momentos magnéticos electrónicos y más tarde con momentos magnéticos nucleares. La refrigeración con ³He y mezclas de ³He-⁴He líquidos, desarrollados como isótopos raros del helio, llegaron a ser disponibles en pequeñas cantidades⁵.

⁴He hasta 4.2 K, pero no fue sino hasta 1922 que por medio de bombeo y extrayendo la presión de vapor contenida en un recipiente con ⁴He en ebullición, logró alcanzar hasta 0.83 K. Esta temperatura fue aún superada, hasta llegar a 0.71 K en 1932 por su sucesor W.H. Keesom. Casi veinte años después, en 1950 con la misma técnica de evaporación,

pero con el isótopo ^3He , temperaturas de hasta 0.3 K fueron alcanzadas. El desarrollo de una tecnología fundamentalmente diferente, la refrigeración magnética, fue necesaria para llegar a temperaturas apreciablemente menores que 1 K, hasta aproximarse al cero absoluto con algunos pocos milikelvin. Una versión avanzada de este método de refrigeración, la desmagnetización adiabática de los momentos magnéticos nucleares, es el único método conocido hasta hoy, por el cual uno puede alcanzar temperaturas en el rango de los microkelvin ($\sim 2 \mu\text{K}$), para investigación en física de la materia condensada.

Rango de temperaturas	Técnica de Refrigeración	Disponible desde	T mínima típica	T mínima alcanzada
I Kelvin	Universo			2,37 K
	Enfriamiento por Evaporación de ^4He	1908	1,3 K	0,7 K
	Enfriamiento por Evaporación de ^3He	1950	0,3 K	0,25 K
II Milikelvin	Dilución de ^3He - ^4He	1965	10 mK	2 mK
	Enfriamiento Pomeranchuk	1965	3 mK	2 mK
	Refrigeración por Magnetismo Electrónico	1934	3 mK	1 mK
III Microkelvin	Refrigeración Magnética Nuclear	1956	50 μK	2 μK

Tabla (1). Algunas técnicas de refrigeración para alcanzar bajas temperaturas⁵

La tabla (1), resume las técnicas más comunes utilizadas en la actualidad. Aunque no esta incluido, existe otro método aplicado en física del spin-nuclear, éste pertenece al rango de los nanokelvin. En estas extremadamente bajas temperaturas tiene sentido distinguir entre la temperatura a la que se produce el momento magnético nuclear y la temperatura de los electrones producida por la vibración de sus celdas.

1.2. Criostatos para evaporación de ^4He

Todos nuestros experimentos a bajas temperaturas, fueron hechos en dos tipos de criostatos operando con líquidos criogénicos. El primer criostato tiene dos recipientes; para Helio y Nitrógeno respectivamente. La muestra experimental, esta en contacto térmico con la placa fría del recipiente de Helio y cubierta por una pequeña cubierta de cobre, con el fin de reducir el influjo de calor por la radiación térmica. El recipiente de Helio, está completamente envuelto por una cubierta de aluminio mucho más grande, atornillada al otro recipiente llenado con Nitrógeno. Ambos recipientes están encerrados en una coraza de aluminio, en donde el alto vacío, mejor que 10^{-5} [mbar] debe ser generado antes de hacer el pre-enfriamiento y el llenado con estos líquidos (Figura 4a).

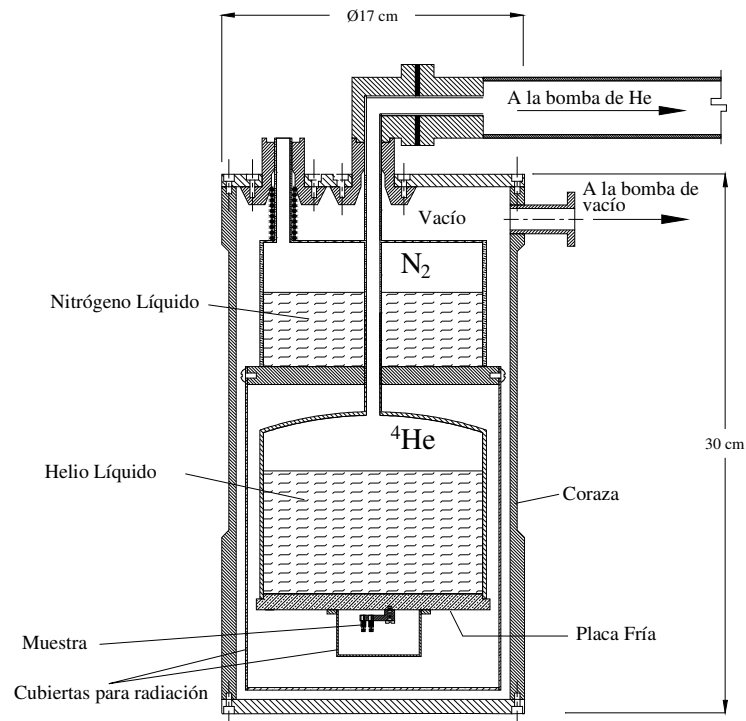


Figura (4a). Criostato para dos líquidos criogénicos a (1.3 y 77) K.

En contraste con el anterior, el segundo criostato mostrado en la Figura (4b), tiene un refrigerador de ^3He líquido, instalado en la base del recipiente del ^4He y la muestra será montada en su pequeña placa fría (se explicará con más detalle en la próxima sección). Como sabemos, la temperatura de algunos líquidos en ebullición puede ser disminuida, reduciendo la presión en su superficie. Hay una temperatura particular para cada líquido: “el punto de congelación”, donde el líquido pasará al estado sólido⁶.

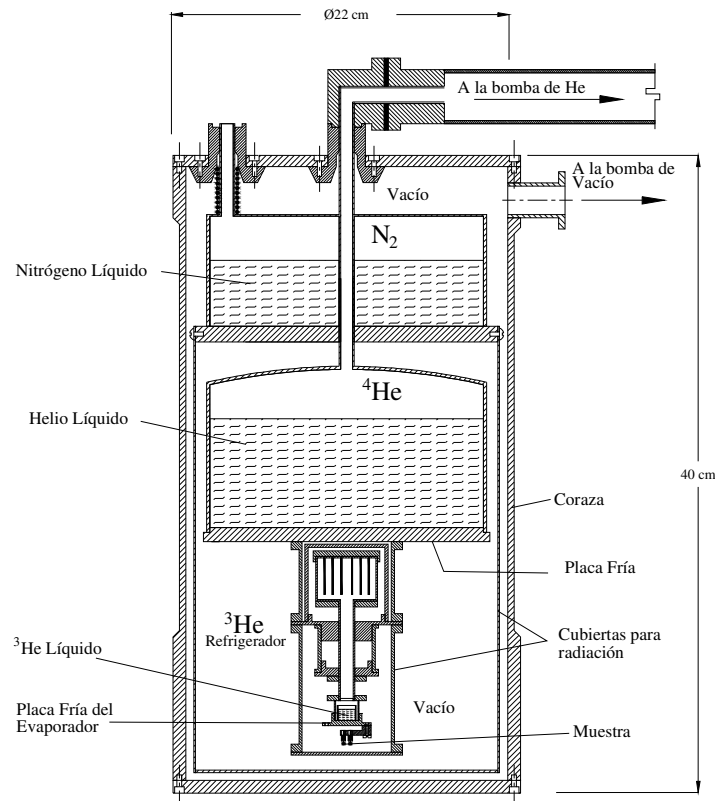


Figura (4b). Criostato con un refrigerador de ^3He líquido para tres estados de enfriamiento (0.3, 1.3 y 77) K.

El Helio líquido es excepcional en este respecto, porque él pasará al estado sólido, únicamente bajo presión. En nuestros criostatos, el tubo del recipiente del ^4He esta

conectado con un tubo de caucho a una bomba de vacío, la cual extrae el gas dentro del recipiente y reduce la presión sobre la superficie del Helio. La temperatura más baja que se puede alcanzar, depende del tamaño de la bomba, y del diámetro del tubo. Con nuestro equipo, temperaturas de hasta 1.3 K para el ^4He pueden ser obtenidas fácilmente. Esta técnica es llamada: enfriamiento por evaporación de ^4He . La Figura (4c), nos muestra los criostatos utilizados en el laboratorio.

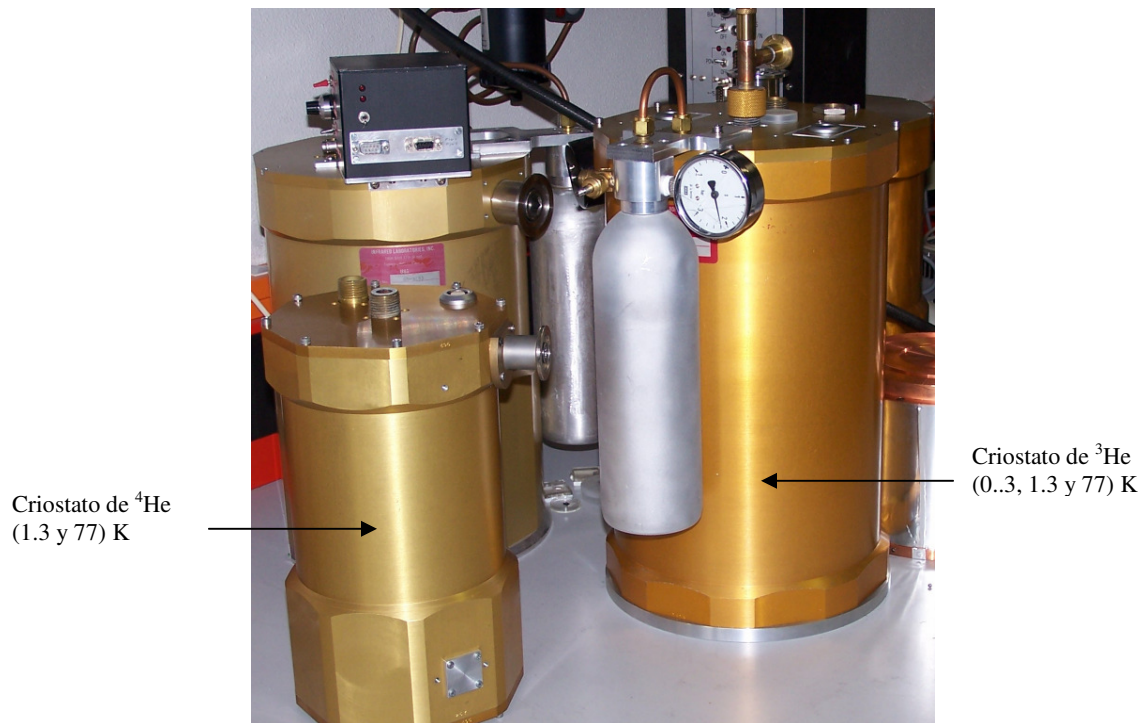


Figura (4c). Diferentes Criostatos para ^4He y ^3He , utilizados en el Laboratorio.

1.3. Refrigerador de ^3He .

El refrigerador consiste de dos recipientes: una bomba de absorción y un evaporador conectado por un tubo de acero inoxidable de paredes delgadas. Solamente la parte central del refrigerador esta en contacto térmico con la base del recipiente de ^4He (ver Figura 4b), que actúa como punto de condensación para el ^3He . La bomba de absorción es llenada con un material absorbente apropiado (carbón) y es ajustada con un calentador eléctrico de $2\text{ k}\Omega$, un termómetro de $1.5\text{ k}\Omega$ y una débil unión térmica. Una cubierta de cobre envuelve al refrigerador, con el fin de reducir el influjo radiativo de calor hacia la muestra y el evaporador de ^3He , como esta indicado en la Figura (4d).

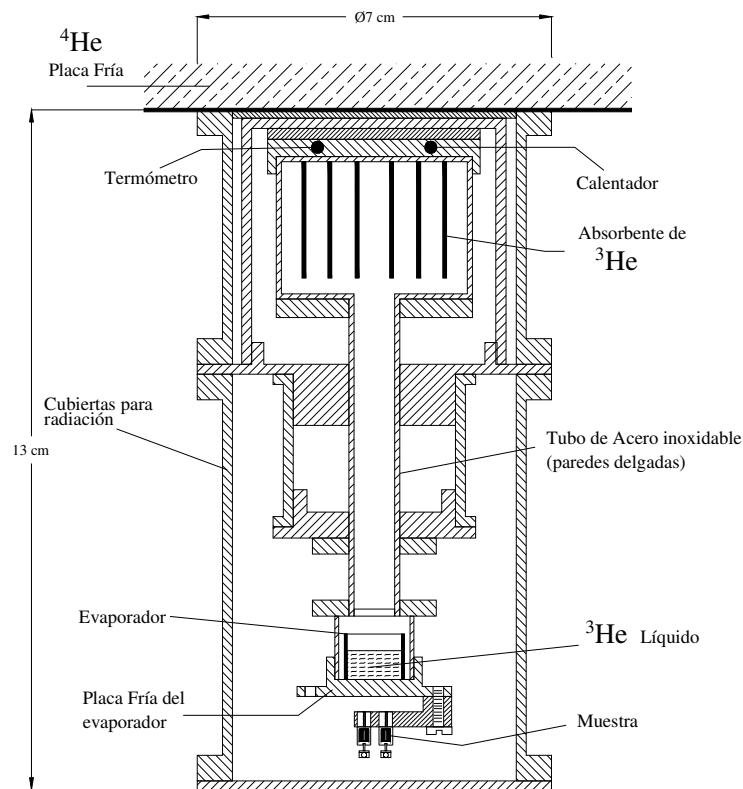


Figura (4d). Refrigerador de ^3He a 0.3 K .

Un ciclo de refrigeración comienza con todas las partes del refrigerador a la mínima temperatura del ^4He , asumida como 1.3 K (después de comenzar el bombeo en el recipiente de ^4He). El calentador es activado para estabilizar la bomba de absorción a ~ 25 K (hasta que el termómetro indique 3.5 k Ω), ya que virtualmente a esta temperatura no permanece ^3He absorbido). Bajo estas condiciones, la presión se incrementará y excederá la presión de vapor saturada a la temperatura del recipiente, causando que el ^3He se condense y caiga en el evaporador. El calor latente de condensación y el cambio de entalpía del gas expelido de la bomba, es conducido a la placa fría del recipiente de ^4He , causándole un pequeño incremento en la evaporación. La temperatura a la cual la bomba de absorción es aumentada para obtener una completa “desabsorción”, debe ser tan baja como sea posible con el fin de minimizar la carga de calor en el recipiente de ^4He .

Para comenzar la parte de enfriamiento en el ciclo, el calentador es apagado, activando así la bomba de absorción que regresará a la temperatura inicial y en consecuencia reducirá la presión sobre el ^3He líquido. El calor de absorción del gas de ^3He , es conducido a través de la unión térmica de la bomba hacia la placa fría del recipiente de ^4He . La temperatura del evaporador disminuye rápidamente y se estabiliza hasta ~ 0.3 K. Para reciclar el refrigerador, se necesita únicamente recalentar la bomba. El ciclo puede ser repetido indefinidamente⁷.

2. TEORÍA DE LAS MEDICIONES

2.1. Termómetros-Resistores de Carbón

En muchos experimentos a bajas temperaturas, es a menudo necesario tener disponible un termómetro muy sensible y reproducible con baja capacidad calorífica. Clement & Quinnell⁸ comenzaron una investigación con varios tipos de resistores comerciales compuestos de carbono; del tipo ordinario para uso en radios y otros circuitos electrónicos. En sus resultados obtenidos, se ha visto garantizado el estudio sistemático y las características de estos resistores para comprender como la resistencia y la sensibilidad varían conforme cambia la temperatura. Para encontrar los efectos de medición de corriente y campo magnético y para ver si hay alguna variación sistemática de estas propiedades con la resistencia nominal o resistencia a temperatura ambiente.

La capacidad calorífica de los sistemas a bajas temperaturas, es generalmente muy pequeña, por lo que una cantidad mínima de calor puede producir un gran incremento en la temperatura. Por esta razón, es necesario asegurarse que el termómetro tenga un buen contacto térmico con el sistema que va a ser medido y al mismo tiempo que se encuentre eléctricamente bien aislado. Con el fin de seguir estas indicaciones, una de las cubiertas aislantes en nuestros resistores fue lijada y substituida por una capa delgada de barniz.

En la preparación de los experimentos, se realizó una calibración a varias temperaturas conocidas (0.3, 1.3, 4.2, 77 y 300 K) con los cuatro termómetros-resistores que utilizamos, empleando una ecuación algebraica que produce una curva suave pasando a través de los puntos de calibración. Comenzando con una fórmula deducida de las

propiedades de los semiconductores, en el texto de Seitz⁹. La siguiente expresión relaciona la resistencia R con la temperatura T en la forma aproximada:

$$\frac{1}{T} = \dots a_{-2}(\ln R)^{-2} + a_{-1}(\ln R)^{-1} + a_0 + a_1(\ln R) + a_2(\ln R)^2 + \dots \quad (1)$$

Clement & Quinnell encontraron que el comportamiento de varios resistores a temperaturas entre (2 a 20) K, puede ser descrito con una exactitud de $\pm 0.5 \%$ usando esta fórmula, pero incluyendo únicamente tres términos de la serie:

$$\frac{1}{T} = a_{-1}(\ln R)^{-1} + a_0 + a_1(\ln R) \dots \quad (2)$$

Donde las tres constantes, a_{-1} , a_0 y a_1 son calculadas experimentalmente.

Si multiplicamos la ecuación (2) por $\ln R$ y renombramos las constantes a_{-1} , a_0 y a_1 por a , b y c , respectivamente, tenemos:

$$\frac{\ln R}{T} = a + b(\ln R) + c(\ln R)^2$$

Por lo tanto

$$T = \frac{\ln R}{a + b(\ln R) + c(\ln R)^2} \dots \quad (3)$$

que también puede ser utilizada a temperaturas menores que 2 K.

2.2. Presión de Vapor del Helio Líquido

La presión de vapor de un gas licuado decrece conforme la temperatura disminuye y por tanto, esta presión puede ser utilizada como una medida de temperatura, obteniendo así un termómetro secundario.

La presión de vapor del ^4He y del ^3He puede ser utilizada para medir temperaturas hasta 0.3 K. El problema de representar la presión de vapor del helio líquido con funciones analíticas, ha sido resuelto en el pasado por medio de tres ecuaciones empíricas, la primera con validez en el rango de temperaturas menores que el punto λ (2.17 K), la segunda, válida entre el punto λ y el punto de ebullición (4.22 K) y todavía una tercera entre el punto de ebullición y el punto crítico (5.20 K)¹⁰.

En 1948, una tabla preparada en el laboratorio Kamerlingh Onnes, en Leiden-Alemania, indicando la presión de vapor como función de la temperatura, fue aceptada como la definición de la “correcta” escala, con la cual todos los laboratorios de criogénica deberían usar para reportar sus datos¹¹, pero la exactitud de los datos fue cuestionada antes de su aceptación.

Posteriormente, esta presión de vapor del helio, ha sido medida y tabulada como una función de la temperatura absoluta por muchos científicos^{12, 13, 14, 15}. En 1955, Clement, Logan & Gaffney¹², publicaron una función empírica para el ^4He sobre el rango completo de temperaturas menores que el punto crítico:

$$\ln P = I - \frac{A}{T} + B \ln T + \frac{C}{2} T^2 - D \left(\frac{\alpha\beta}{\beta^2 + 1} - \frac{1}{T} \right) \tan^{-1}(\alpha T - \beta) - \frac{\alpha D}{2(\beta^2 + 1)} \ln \frac{T^2}{1 + (\alpha T - \beta)^2} \dots (4)$$

donde I es la constante de integración, A, B, C, D, α , y β son constantes ajustables con los siguientes resultados: $I = 4.6202$, $A = 6.399$, $B = 2.541$, $C = 0.00612$, $D = 0.5197$, $\alpha = 7.00$, $\beta = 14.14$. La presión P , esta indicada en mm Hg, (20 °C y gravedad estándar) y $-\pi/2 < \tan^{-1}(\alpha T - \beta) < \pi/2$ radianes. Desafortunadamente ellos no publicaron sus reportes en una tabla. Sin embargo, dos años más tarde, Sydoriak & Roberts¹³ también publicaron una función empírica y una tabla completa sobre el rango completo para el ${}^3\text{He}$ como sigue:

$$\ln P_{mm} = 2.5 \ln T_E + i_0 - \left(\frac{1}{RT} \right) \int_0^T S_\sigma dT - \frac{2.53853}{T_E} - 0.20644T_E + 0.7728T_E^2 - 0.00919T_E^3, \dots \quad (5)$$

Donde i_0 es la constante de la presión de vapor, 5.31733 y el subíndice E designa el uso de la escala de Clement et al., para la calibración y el ajuste correspondiente de la ecuación. Ellos encontraron con esta ecuación que el calor latente del ${}^3\text{He}$ al cero absoluto es de 5.044 cal/mol. Entre 0.25 K y el punto crítico 3.327 K, la entropía integral es ajustada por la ecuación empírica,

$$\left(\frac{1}{RT} \right) \int_0^T S_\sigma dT = 0.5020 + 0.1786 \ln T - 0.00912 T^2.$$

Teóricamente, la presión de vapor de un líquido puede ser obtenida por integración de la relación de Clausius-Clapeyron:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta T} = \frac{L}{T\Delta V} \dots \dots \dots (6)$$

Donde ΔV es el cambio de volumen de la vaporización y L es el calor latente. Si L es constante, entonces:

$$\log P = \frac{A}{T} + B$$

Y generalmente, si L es una función lineal de la temperatura, $L = L_0 + aT$ por lo tanto

$$\log P = \frac{A}{T} + B \log T + c \dots\dots\dots (7)$$

Aunque las ecuaciones de este tipo pueden ser ajustadas muy próximas a los valores de la presión de vapor, como se ha visto anteriormente, es más conveniente tabular P como una función de T y utilizarla para encontrar $T(P)$ ¹⁶.

Debido a que nuestro manómetro en el laboratorio tiene la escala en mbar, nos referimos a las tablas¹⁷ de presión-temperatura para el ³He y ⁴He incluidas en el apéndice de este trabajo.

2.3. Resistencia al Contacto Térmico

Las superficies sólidas están compuestas de picos y valles de diferentes formas y tamaños que forman un paisaje tridimensional extraño. Las irregularidades microscópicas y macroscópicas tales como ondulaciones, aspereza y desviación de la planicidad, caracterizan una superficie. Estos inconvenientes de una superficie real es la principal causa de que haya resistencia al contacto térmico. Cuando dos superficies están presionadas y unidas, solamente se tocan en un número limitado de puntos. Como consecuencia, el flujo de calor entre las dos superficies es primeramente confinado a las áreas limitadas de estos verdaderos puntos de contacto sólido-sólido. La resistencia al contacto térmico aparece en dicha región de contacto, llamada interfase; entonces, el área de contacto actual es mucho más pequeña que el área geométrica. El espacio vacío que queda entre los puntos de contactos puede ser llenado con un medio intersticial, llamado agente de unión, también puede ser el aire o el vacío, o algún otro sólido o líquido. Como un ejemplo ilustrativo, la Figura (5) muestra una fotografía microscópica realizada por William & Steyert¹⁸ con dos tipos de soldadura suave como medios de unión.

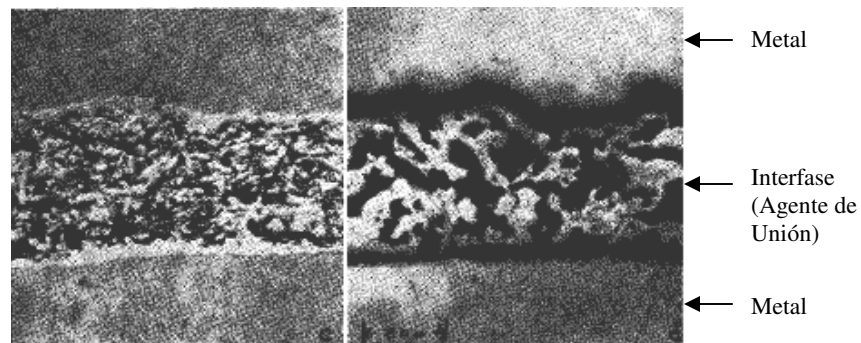


Figura (5). Secciones de capas delgadas de soldadura ($20 \mu\text{m}$ de espesor aproximadamente)¹⁸.

Izquierda: Sn (claro) - In (oscuro). Derecha Cd (claro)-Bi (oscuro).

La Resistencia Térmica R_{Int} por unidad de área de contacto esta definida como la razón de la discontinuidad de la temperatura en la interfase y el flujo de calor por unidad de área fluyendo a través de la interfase.

$$R_{Int} = \frac{\Delta T}{(Q / A_C)} \dots\dots\dots (8)$$

Donde ΔT representa la diferencia en estado estacionario de la temperatura en cada lado de la superficie de contacto y Q es el flujo de calor a través del área de contacto A_C , aparentemente proyectada; es decir, el área de contacto perpendicular a la dirección del flujo de calor.

La resistencia térmica R_{Int} resulta esencialmente por la dispersión (“*scattering*”) de los fonones en las interfases, debido a los defectos acústicos entre los diferentes materiales que componen el sólido. La resistencia térmica varía considerablemente dependiendo de una gran cantidad de parámetros, algunos de los más importantes son:

Las propiedades termo físicas y propiedades mecánicas en el contacto de los materiales, la presión de contacto y la temperatura, la forma del contacto, la pureza del material, la tensión superficial, su aspereza y planicidad, los tratamientos superficiales (pulido, engrasado, cocido, etc.), las capas superficiales, la micro estructura de los materiales de contacto (tamaño del grano, su orientación, etc.), los defectos superficiales (dislocación, fronteras de grano), las condiciones externas (aire, gas, fluidos o el vacío), y el influjo de calor total involucrado, etc. Por lo tanto se puede concluir que en la práctica no existe un contacto térmico perfecto.

El propósito de utilizar agentes de unión, es para llenar los huecos entre las superficies como capas intermedias, los cuales incrementan dicho contacto térmico en la unión de sólidos. Anderson & Peterson¹⁹ han investigado a temperaturas menores de 1 K, que para varios tipos de grasas, barnices o pegamentos epóxicos, en el uso de metales ligeros, placas conductoras o aislantes, etc. al utilizar estos agentes de contacto, generalmente se incrementa la conductancia térmica en uno o dos ordenes de magnitud.

Mientras que la constricción en un punto de contacto se encuentra en serie con la superficie de la película, el material intersticial del agente actúa en paralelo a la resistencia térmica en un punto de contacto en seco.

Idealmente el agente de unión deberá tener más alta conductividad térmica y menor dureza que las bases del material de contacto.

La Resistencia Térmica Total R_T a través de una capa intersticial intermedia, por ejemplo metal-aislante-metal, puede ser escrita como:

$$R_T = \frac{\Delta T}{(Q/A_C)} = 2R_K + \frac{L}{k} \dots\dots\dots (9)$$

Donde R_K es la resistencia de frontera en ambas interfaces conocida también como la “Resistencia de Kapitza” , A_C , denota el área de contacto, L , el espesor de la capa y k , la conductividad térmica del material de la capa intermedia.²⁰

2.4. Cristales de Cuarzo Como Medios de Unión

Idealmente, los cambios de temperatura a través de las interfaces, están definidos por los gradientes de temperatura ΔT , en ambas capas de los materiales que forman el contacto, desde las regiones que están fuera del contacto hasta la mitad de la región de dicho contacto. Varios métodos han sido elaborados para determinar la conductancia de los contactos térmicos, pero nosotros aplicamos el clásico estado estacionario; intercalando el material de contacto entre la fuente térmica y el dissipador de calor, formando así dos interfases y midiendo los gradientes de temperatura a través de ellas, incluyendo el material del centro (pequeños cristales de cuarzo), como podemos ver en la Figura (6).

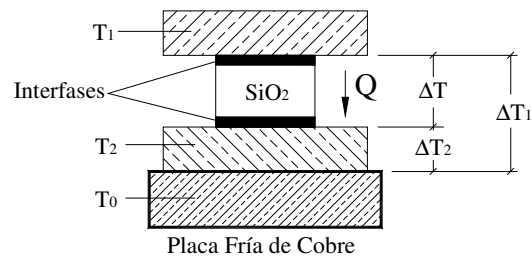


Figura (6). Diagrama esquemático del arreglo experimental, utilizado para medir la conductancia térmica entre las interfases del cristal de cuarzo.

Mientras que la determinación de la temperatura se realiza entre las superficies de la placa caliente y de la placa fría, las variaciones en la zona interfacial se agregan a las variaciones de temperatura a través del cristal, debido a su finita conductividad térmica. Asumiendo iguales gradientes de temperatura a través de las dos interfases y el flujo de

calor lineal a lo largo del cristal, la Conductancia Térmica por unidad de área en cada interfase es obtenida de la siguiente manera; refiriéndonos a la figura (6), la resistencia térmica total por unidad de área a través de todos los medios es:

$$R_T = \frac{1}{K_T} = \frac{2}{K_{Int}} + \frac{1}{K_{SiO_2}} \dots\dots\dots (10)$$

Por tanto,

$$K_{Int} = 2 \left[\frac{K_T K_{SiO_2}}{K_{SiO_2} - K_T} \right] \dots\dots\dots (11)$$

Similarmente, si conocemos la conductancia térmica de la interfase, podemos calcular la del cristal:

$$K_{SiO_2} = \frac{K_T K_{Int}}{K_{Int} - 2K_T} \dots\dots\dots (12)$$

Donde $K_T = R^{-1} = \frac{(Q/A_C)}{\Delta T}$ y $\Delta T = |\Delta T_1 - \Delta T_2|$ denotan la conductancia térmica total determinada experimentalmente a través de todos los medios, a la temperatura $(T_0 + \Delta T_2 + \frac{1}{2} \Delta T)$, K_{Int} es la conductancia a través de cada interfase y K_{SiO_2} es la conductancia a través del cristal respectivamente.

2.5. Conductividad Térmica del Cristal de Cuarzo

Los valores para K_{SiO_2} también fueron calculados aplicando el método de estado estacionario para una muestra de cristal de cuarzo como se indica a continuación: de acuerdo a la Figura (7), un calentador H , produce un calor Q , que fluye a lo largo del cristal de sección de área A , y dos termómetros T_1 y T_2 están separados a una distancia L , para medir los gradientes de temperatura en estos puntos del cristal.

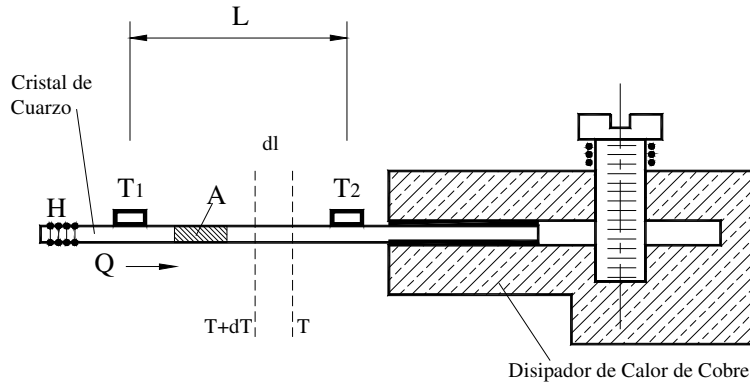


Figura (7). Diagrama esquemático para medir la conductividad térmica del cristal de cuarzo.

Partiendo de la ley de conducción de Fourier, la conductividad térmica k_{SiO_2} está definida por:

$$k_{SiO_2}(T) = -\frac{Qdl}{AdT} \dots\dots\dots (13)$$

La integración de (13) entre T_1 y T_2 , nos da

$$\int_{T_1}^{T_2} k_{SiO_2}(T) dT = -Q \int_0^L \frac{1}{A} dl \dots\dots\dots (14)$$

Considerando A como constante, tenemos

$$k_{SiO_2} = -\left(\frac{L}{A}\right) \frac{Q}{\Delta T} \dots\dots\dots (15)$$

ó

$$K_{SiO_2} = -\left(\frac{A}{L}\right) k_{SiO_2} \dots\dots\dots (16)$$

Donde $K_{SiO_2} = \frac{Q}{\Delta T}$, indica la conductancia térmica en el cristal.

2.6. Errores de Propagación

Todas las ciencias están basadas en experimentos y por lo tanto, en la determinación cuantitativa de las magnitudes pertinentes. Por esta razón, los errores en forma de una estimación o cuantificación de la incertidumbre de una medida debe ser considerada. Los errores pueden surgir al emplear un método inadecuado, un instrumento defectuoso o bien por usarlo en condiciones para las que no estaba diseñado. Las operaciones matemáticas con números inciertos dan lugar a resultados también inciertos, y es importante poder estimar el error de los resultados, a partir de los errores de los números con los que se opera.

En criogenia, las mediciones presentan un problema de autocalentamiento, causado por la potencia suministrada del instrumento. Por esta razón, es necesario el empleo de un instrumento de precisión operando a la mínima potencia; como será explicado en la sección (3.1). Con el fin de conocer la propagación de los errores en nuestras mediciones realizadas, procedimos a calcularlos de la siguiente manera: Para cada termómetro, la conductancia σ_i medida por puente, ha sido considerada con una incertidumbre $\Delta\sigma = 0.001$ [*mSiemens*], debido a la sensibilidad del instrumento de medición. La primera estimación del error comienza en la conversión de unidades:

a) De Siemens a Ohms.

Por la ley de Ohm, la resistencia está definida como:

$$R_i = \frac{1}{\sigma_i} \dots\dots\dots (17)$$

Por tanto

$$\Delta R = \Delta \sigma \left| \frac{\partial R}{\partial \sigma_i} \right| = \frac{\Delta \sigma}{\sigma_i^2} \dots \dots \dots (18)$$

b) Unidades de resistencia eléctrica, a unidades de temperatura.

Refiriéndonos a la ecuación (3),

$$T_i = \frac{\ln R_i}{a + b(\ln R_i) + c(\ln R_i)^2} \dots \dots \dots (19)$$

se tiene que para cada termómetro, el error estimado será

$$\Delta T = \Delta R \left| \frac{\partial T_i}{\partial R_i} \right| = \frac{\Delta R}{R_i} \frac{a - c \ln^2(R_i)}{a + b \ln(R_i) + c \ln^2(R_i)} \dots \dots \dots (20)$$

c) En los cálculos de la conductancia térmica.

De igual manera para la fuente de corriente o suministro de potencia, fue considerada con una incertidumbre de $\Delta I = 0.1 [\mu A]$. Recordando que la Conductancia térmica está definida por

$$K_i = \frac{Q_i}{\delta_i} = \frac{I_i^2 r}{\delta_i} \dots \dots \dots (21)$$

Donde r es la resistencia nominal del termómetro, $r = \text{constante} = 1 [\text{k}\Omega]$ y

$\delta_i = (T_{1i} - T_{2i})$, esto significa que

$$\Delta\delta = (\Delta T_1 + \Delta T_2) \dots\dots\dots (22)$$

Por lo tanto

$$\Delta K = \Delta I \left| \frac{\partial K_i}{\partial I_i} \right| + \Delta\delta \left| \frac{\partial K_i}{\partial \delta_i} \right| \dots\dots\dots (23)$$

ó finalmente

$$\Delta K = \frac{I_i r}{\delta_i} \left(2\Delta I + \frac{\Delta\delta I}{\delta_i} \right) \dots\dots\dots (24)$$

3. DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1. Técnica Experimental

La *Conductancia Térmica Transversal* para todos los experimentos realizados, fue calculada utilizando el método clásico de *flujo de calor en estado estacionario*, con los materiales de contacto entre las fuentes de calor y los disipadores. Se utilizaron dos criostatos diseñados para cubrir el rango de temperaturas de (0.3 - 4.2) K. La radiación térmica alrededor de las muestras, fue eliminada por medio de dos cubiertas para radiaciones a (1.3 y 77) K respectivamente, las cuales cubren por completo la montura. Debido a éstas cubiertas y al sistema de bombeo en el recipiente de Helio, la conductividad térmica por conducción vía los gases residuales, puede ser excluida.

La determinación de la conductancia térmica por unidad de área $K = R^{-1}$ y la conductividad térmica k , a la temperatura T , dependen de Q , el calor de entrada en las muestras; ΔT , la diferencia de temperatura entre los termómetros de carbón; A , la sección de área de las muestras; y de L , la distancia entre los termómetros, como se indicó en las ecuaciones (8) y (15) respectivamente. Aquí, T es el promedio aritmético de las temperaturas de los dos termómetros. Con el fin de observar la dependencia lineal con la temperatura, fueron hechas tres mediciones independientes para cada muestra, aplicando muy baja potencia en los calentadores, las medidas se realizaron a las temperaturas de (0.3, 1.3 y 4.2) K, respectivamente. Los valores de potencia aplicados a Q fueron variados desde (0.01 hasta 20) μWatt , para las mediciones hechas a 0.3 K y desde (100 hasta 1000) μWatt para las mediciones hechas a (1.3 y 4.2) K; dependiendo de cada

experimento y considerando que basta con una pequeña entrada de potencia para producir una diferencia de temperaturas, produciendo con ello la pérdida de calor en pequeña escala.

Antes de proceder a realizar los experimentos, calibramos nuestros termómetros en una sola corrida a (300, 77, 4.2, 1.3, y 0.3) K, usando un Puente de Conductancia Potenciométrico (*Potentiometric Conductance Bridge Modelo PCB-S.H.E. Corporation*), frecuentemente utilizado en termometría para bajas temperaturas. El instrumento utiliza un puente de Wheatstone con tres alambres para un resistor desconocido, un transformador de entrada, un amplificador y un detector de fase. Los resistores estandar son construidos en el circuito. Por lo tanto, al detectar el cambio en la resistencia, podemos estimar la temperatura. Para cancelar los efectos de la resistencia debido a los alambres, empleamos cuatro terminales en la conexión de nuestros termómetros siguiendo las instrucciones del manual. Los termómetros fueron conectados de acuerdo a la Figura (8). El voltaje en el instrumento se mantuvo constante ($10 \mu\text{V}$), así como la constante de tiempo (10 segundos), para que en la práctica, a través de los termómetros el voltaje también se mantuviera constante.

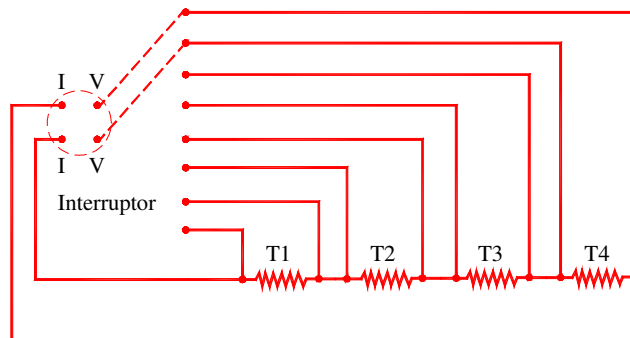


Figura (8). Diagrama eléctrico para conectar múltiples termómetros al Puente PCB.

3.2. Descripción de las Muestras y Monturas Experimentales

Cinco diferentes muestras han sido diseñadas para medir la conductancia térmica transversal, como se describen a continuación:

1.- Un contacto térmico (*thermal shunt*) que consiste en una capa delgada de un aislante eléctrico epóxico, intercalado entre una tira de cobre y un disipador. El calor fluye de la fuente a través de la muestra y dos termómetros miden los gradientes de temperatura. La conductancia térmica $K = R^{-1}$, es calculada por la ecuación (9), como fue descrito anteriormente en la sección (2.3). El diseño esquemático es como sigue:

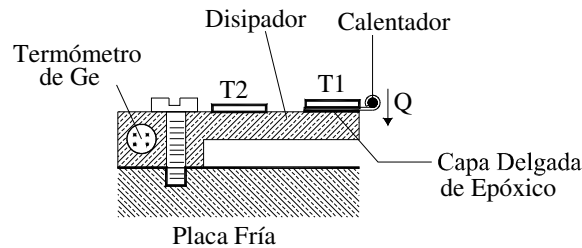


Figura (9a). Montura para la muestra de una capa delgada de epóxico Stycast 2850FT.

El tamaño de la muestra fue (2.5x 8x 0.05 mm³).

Refiriéndonos a la Figura (9a), un calentador (resistor de metal de 1 k Ω , MINI-MELF MMA 0204-50; $P_{70} = 0.25$ W)²¹ cubierto con papel de cigarro e impregnado con una capa fina de barniz adhesivo (IMI 7031)²² como aislante eléctrico y medio de contacto térmico, es enrollado por una tira de cobre (0.3 mm de espesor X 2 mm de ancho), para producir la fuente de calor. Dos termómetros de carbón-cerámica T1 y T2 (I.D.B.100 Ω , Modelo TMi-A1 CCS/F2)²³, están pegados con el mismo barniz a lo largo de la tira de cobre y el disipador respectivamente. El disipador de calor (una base de

cobre de $2 \times 8 \times 22 \text{ mm}^3$), esta en contacto directo con la placa fría y atornillado por medio de un tornillo de cobre. Un resistor calibrado de germanio, (Modelo GR-200A-100)²⁴ fue introducido en el interior del disipador y sirvió como indicador de temperatura. Finalmente, la capa delgada del epóxico (Stycast 2850FT)²⁵, con área $A = 2 \text{ mm}^2$ y $L = 0.05 \text{ mm}$, fue montada en la esquina de este mecanismo.

2. – Un contacto térmico, compuesto por un capacitor tipo filtro, en el que la fuente de calor está soldada a su eje de metal por el que fluye el calor. El diseño esquemático de la montura, es similar al anterior, como podemos ver en la Figura (9b). El capacitor (EMI Filter)²⁶, se encuentra en contacto térmico con el disipador por medio de una rosca número #2-56 que tiene en su base de metal. De igual manera, los termómetros miden los gradientes de temperatura y la conductancia térmica es calculada como $K=Q/\Delta T$.

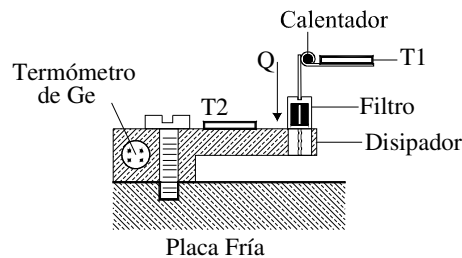


Figura (9b). Montura para el Capacitor (EMI Filter).

3.- Tres contactos térmicos fueron hechos con cristales de cuarzo, $3 \times (1 \times 1 \times 0.3 \text{ mm}^3)$, cubiertos con una película delgada de oro en las superficies de contacto. Las muestras fueron intercaladas formando dos interfases, como se ha explicado en la sección (2.4), ver Figura (6). La conductancia térmica fue calculada con la ecuación (11). Los agentes de unión en ambas interfases para cada cristal fueron: a) dos Epóxicos conductivos (Epo-Tec H20E y Epo-Tec H74F)²⁷, compuestos de Plata y óxido de

Aluminio respectivamente, y b) Soldadura con Aleación de Indio (80In-15Pb-5Ag)²⁸. En la montura mostrada en la Figura (9c), los calentadores cubiertos con papel de cigarro e impregnados con el barniz adhesivo, fueron introducidos dentro de un bloque de cobre (4 x 4 x 9 mm³) y cada termómetro se fijó en la parte superior con este barniz.

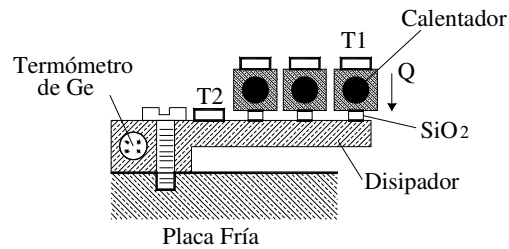


Figura (9c). Montura para tres muestras de cristales de cuarzo, intercalados entre dos Epóxicos y Soldadura con aleación de Aluminio. El tamaño de las muestras fue 3x (1x1x0.3 mm³) para cada una.

4.- En contraste con los otros, esta montura fue diseñada para sostener un cristal de cuarzo de (1 x 9 x 30 mm³). En uno de sus extremos, pegamos una tira de papel de cigarro cubierto con una capa fina de barniz adhesivo y enrollamos aproximadamente 25 cm de alambre de Manganeso con aislante (ϕ 0.02 mm, 4170 ohm/m)²⁹, que sirvió como un calentador (~ 1 k Ω). Luego fue cubierto con una segunda capa de barniz. En el otro extremo del cristal, una lámina de Indio puro (0.25 mm de espesor) fue utilizada entre la

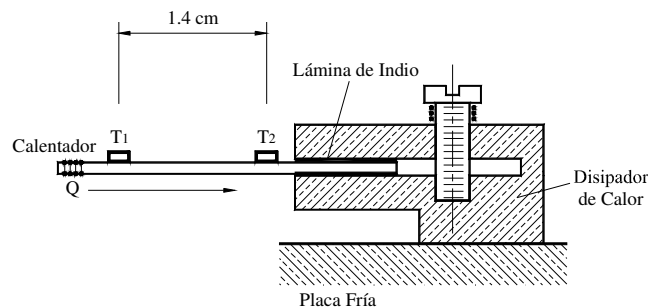


Figura (9d). Montura para el cristal de cuarzo, el tamaño de la muestra fue (1x 9x 30 mm³).

prensa del disipador de cobre y el cristal, manteniendo una presión constante para lograr un buen contacto térmico. Los termómetros fueron pegados sobre el cristal con el mismo barniz a una separación de 1.4 cm. El arreglo esquemático esta mostrado en la Figura (9d). En la sección (2.5), fue explicado como calcular la conductividad térmica para este diseño, aplicando la ecuación (15).

5.- La última montura fue diseñada para medir la conductancia térmica $K=Q/\Delta T$ en una banda de 50 alambres de Manganeso con aislante (CuMn12Ni, $\phi 0.1$ mm, 56.5 ohm/m)²⁹, intercalada entre el disipador de cobre. Un termómetro adicional se colocó en el extremo de la banda para medir los gradientes de temperatura entre el disipador y la banda de alambres. Un epóxico aislante (Epo-Tek 353ND-4)²⁷, fue utilizado para obtener un buen contacto térmico entre la banda y el disipador. Los termómetros y la fuente de calor también fueron pegados con este epóxico (Figura 9e).

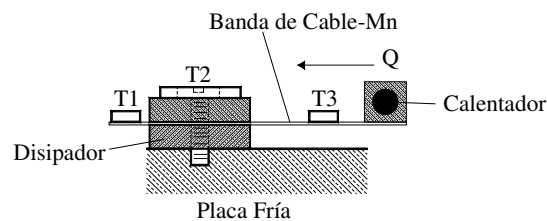


Figura (9e). Montura para una banda de cable, consistente de 50 alambres de Manganeso.

Las conexiones eléctricas en todas las monturas fueron hechas con alambre de Manganeso ($\phi 0.1$ mm), Ref. (29), incluyendo las conexiones hacia el exterior del criostato. La Figura (9f) muestra una fotografía de todas las monturas. La Tabla (2), resume las características de las muestras y la temperatura del criostato a las que se realizaron los experimentos.

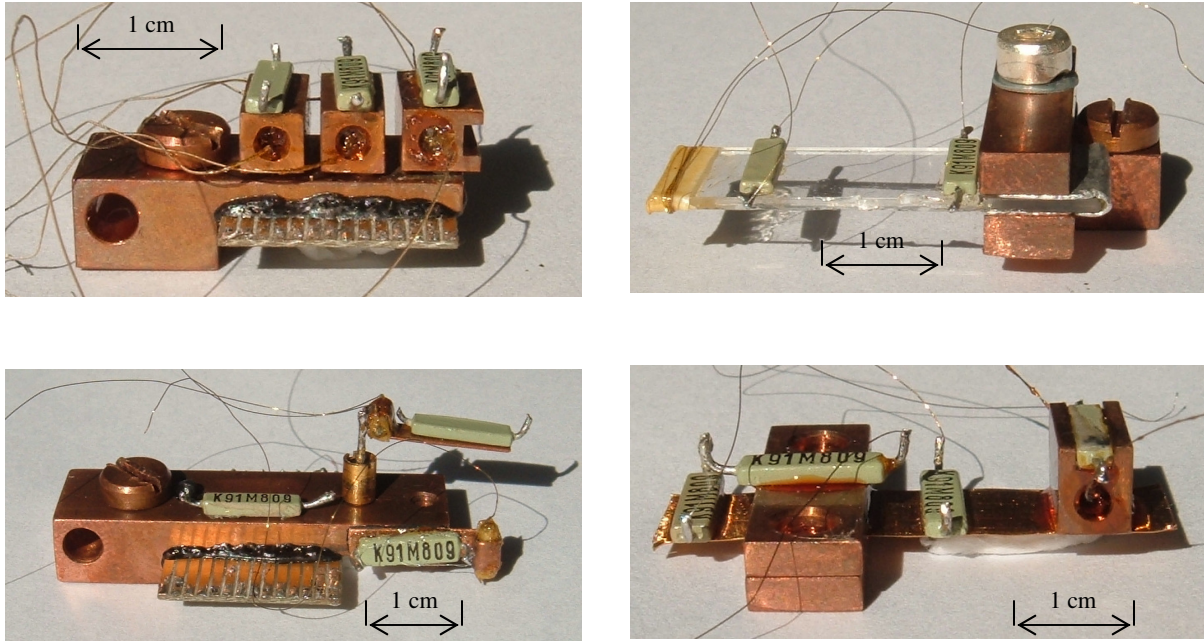


Figura (9f). Cinco muestras de contactos térmicos. Arriba: Tres Cristales de Cuarzo pequeños (Izquierda) y un Cristal grande (Derecha). Abajo: Un Capacitor y Epóxico Stycast 2850 FT (Izquierda) y una Banda de Cable (Derecha).

Muestra	Sección de Área A [cm ²]	Separación de los Termómetros L [cm]	Agente de Unión	Tipo de Criostato	Potencia de entrada	Tipo de Criostato	Potencia de entrada
				Temperatura 0.3 [K]	[μW]	Temperatura 1.3 - 4.2 [K]	[μW]
Cristal de Cuarzo	(0.09)	1.4	-	-	-	⁴ He	100 - 10000
Cristal de Cuarzo	3x (0.01)	0,03 *	Epo-Tek H20E	Refrigerador de ³ He	1-30	⁴ He	200 - 1000
Cristal de Cuarzo	3x (0.01)	0,03 *	Epo-Teck H74F	Refrigerador de ³ He	1-30	⁴ He	52.9 - 1000
Cristal de Cuarzo	3x (0.01)	0,03 *	Soldadura de Indio	Refrigerador de ³ He	1-30	⁴ He	200 - 1000
Capacitor (EMI Filter)	Especificaciones del fabricante	Ver figuras (9b, f)	Especificaciones del fabricante	Refrigerador de ³ He	0.05 - 1	⁴ He	20-52.9
Stycast 2850FT	(0.2)	0,005 **	Stycast 2850FT	Refrigerador de ³ He	9 - 810	⁴ He	100 - 600
Banda de Cable de alambre de Mn	50x (0.00007854)	1.3	Epo-TeK 353ND4	-	-	⁴ He	1 - 20

Tabla (2). Características de las muestras.* Es el espesor del cristal, ** Es el tamaño promedio de los granos de vidrio contenidos en el epóxico.

4. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y APLICACIONES

4.1. Contactos Térmicos y Otros Mecanismos

En los más perfectos sólidos cristalinos, las vibraciones de sus celdas están descritas como ondas elásticas que se mueven a través del sólido a la velocidad del sonido. Estas ondas, descritas como fonones, pueden transportar el calor a través del sólido. Debido a la anarmonicidad de las fuerzas interatómicas, los fonones pueden colisionar unos con otros, llamándose a este fenómeno proceso normal o de traslape, por lo que este esparcimiento de fonones produce que el material tenga una conductividad térmica finita. También es sabido que en los cristales, la conductividad se incrementa al disminuir la temperatura, debido a que los procesos inarmónicos o normales, se presentan con menor frecuencia y por tanto la trayectoria libre media del fonón se incrementa. Eventualmente, la trayectoria libre media será comparable a las dimensiones de la muestra y la conductividad alcanzará el máximo, después decrecerá conforme su calor específico disminuya³⁰. Las propiedades térmicas del cristal de cuarzo han sido investigadas anteriormente por varios científicos; Zeller & Pohl³¹ han encontrado que la conductivita térmica de éste cristal a temperaturas menores de 1 K, se comporta como

$$k_{SiO_2} \cong 0.12T^3 \frac{W}{cmK}, \text{ con su calor específico } C_v = (5.5 \times 10^{-7} \frac{W \text{ sec}}{gK^4})T^3, \text{ velocidad de los}$$

fonones $v = 4.4 \times 10^5 \frac{cm}{sec}$ y la trayectoria libre media $l(T)$ puede ser calculada por la

ecuación de la teoría cinética de los gases

$$k = \frac{1}{3} C_V v l \dots\dots\dots (25)$$

Donde k = Conductividad Térmica, C_V = Calor específico por unidad de volumen a volumen constante, v = velocidad promedio de los fonones y l = promedio de la trayectoria libre media de los fonones.

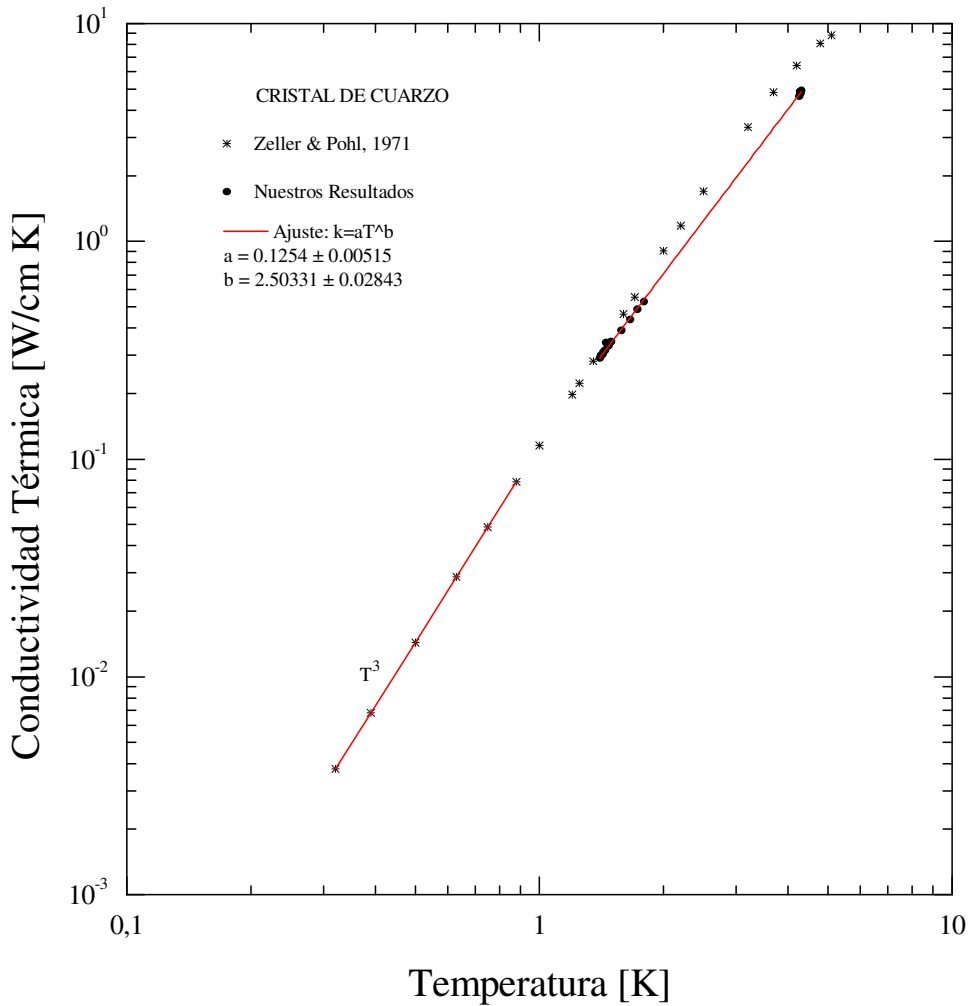


Figura (10). Conductividad Térmica del cristal de cuarzo. El tamaño de la muestra fue $(0.1 \times 0.9 \times 3 \text{ cm}^3)$.

Refiriéndonos a la Figura (7), la conductividad térmica para el cristal de cuarzo, fue calculada en el rango (1.3 – 4.2) K por medio de la ecuación (15), con menos del 2 % de error estimado; los resultados de nuestras mediciones están indicados en la Figura (10). Los datos fueron ajustados para la conductividad de la forma $k = aT^b$; obteniendo

$$k_{SiO_2} = 0.1254 \pm 0.00515T^{2.50331 \pm 0.2843} \frac{W}{cmK} \dots\dots\dots (26)$$

que esta en acuerdo con los valores indicados en la literatura para este rango de temperaturas.

Hemos observado que la conductancia térmica $\left(\frac{Q}{\Delta T}\right)$ en cristales intercalados entre diferentes medios de contacto, varía dependiendo del medio de unión que se utilice; ya que depende de sus propiedades y de su resistencia térmica, del número de interfases entre ellos, etc. Existen muchos factores que contribuyen a esta variación, como se ha explicado en la sección (2.3). Para mostrar esto, realizamos un experimento con tres piezas de cristal cubiertas con una película delgada de oro en las superficies de contacto.

Encontramos que a temperaturas menores de 1 K, la muestra intercalada y unida con soldadura y aleación de Indio ($Cu - InPbAg - Au - SiO_2 - Au - InPbAg - Cu$), ha mostrado la conductancia térmica más baja, en comparación con las muestras intercaladas entre los epóxicos Epo-Tek H20E ($Cu - Al_{Epoxy} - Au - SiO_2 - Au - Al_{Epoxy} - Cu$) y el Epo-Tek H74F ($Cu - Al_{Epoxy} - Au - SiO_2 - Au - Al_{Epoxy} - Cu$) respectivamente. Sin embargo, en el rango (1.3 – 4.2) K, presentó la conductancia más alta. Las mediciones fueron hechas con un error estimado de ~10 %, en todas las muestras, ver Figura (11).

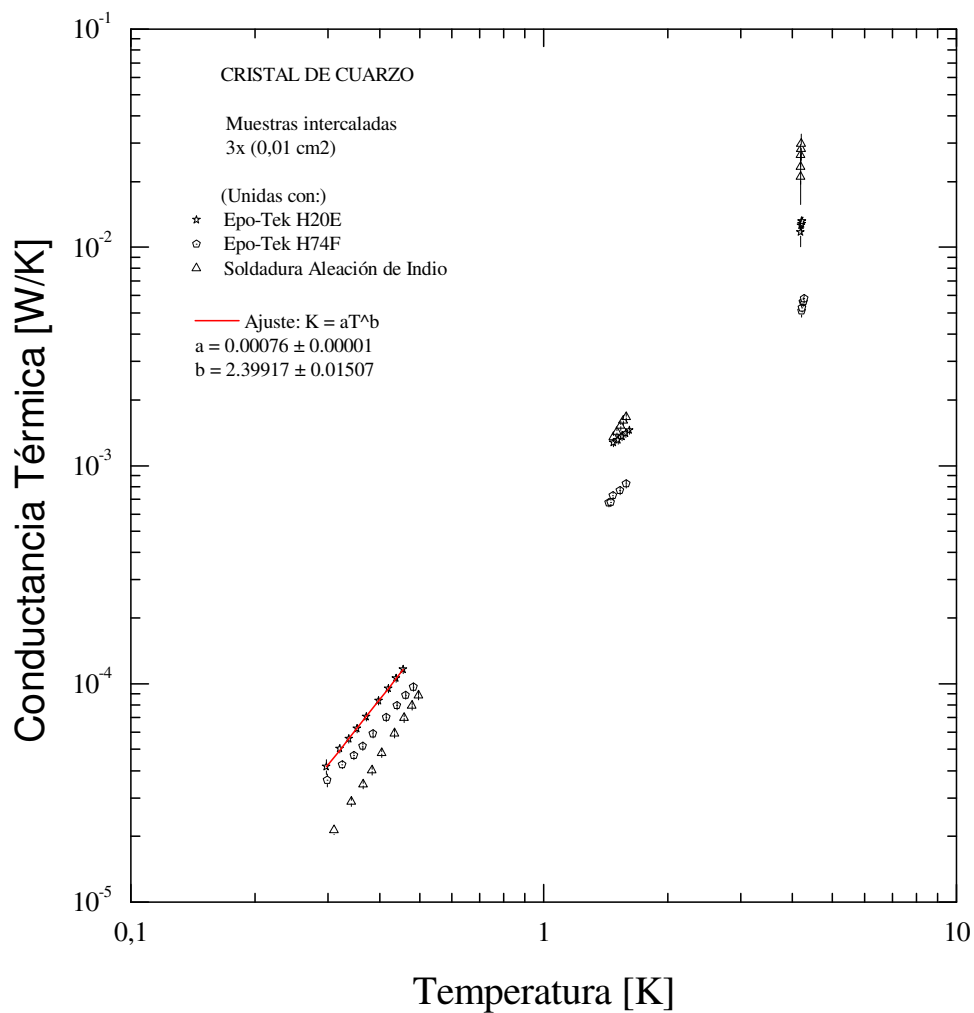


Figura (11). Conductancia térmica del cristal de cuarzo, intercalado con varios agentes de unión.

La curva ajustada resalta al contacto térmico con la mayor conductancia a menos de 1 K.

El área de contacto de las muestras fue de $3x (0.01 \text{ cm}^2)$.

La contribución para cada agente de unión, incluyendo la película delgada de oro sobre el cristal, fue calculada utilizando la ecuación (11). La conductancia para el cristal de cuarzo, fue determinada substrayendo la resistencia térmica del medio de unión al

valor experimental total de la muestra. En la Figura (12) podemos observar los resultados, que concuerdan con los valores antes calculados en la muestra independiente del cristal.

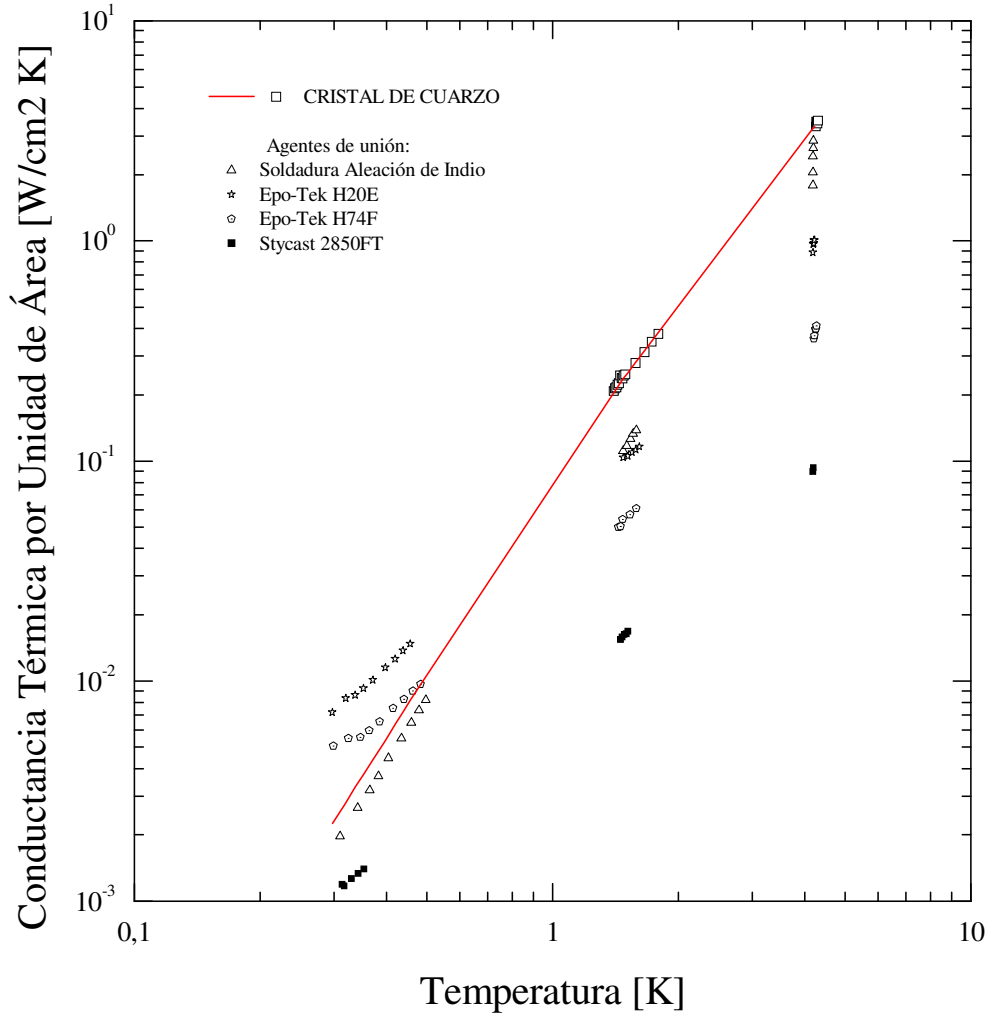


Figura (12). Conductancia térmica por unidad de área de varios agentes de unión.

El área de contacto de las muestras en cristales fue $3 \times (0.01 \text{ cm}^2)$ y de (0.2 cm^2) para el Stycast 2850FT.

Se realizó un experimento independiente con una capa delgada de pegamento epóxico Stycast 2850FT, con una geometría bien definida: área $A = 0.2\text{cm}^2$, y espesor $L = 0.005\text{cm}$. Este pegamento contiene pequeños granos de vidrio³², observados en el microscopio, cuyo tamaño promedio es de $\sim 50\ \mu\text{m}$.

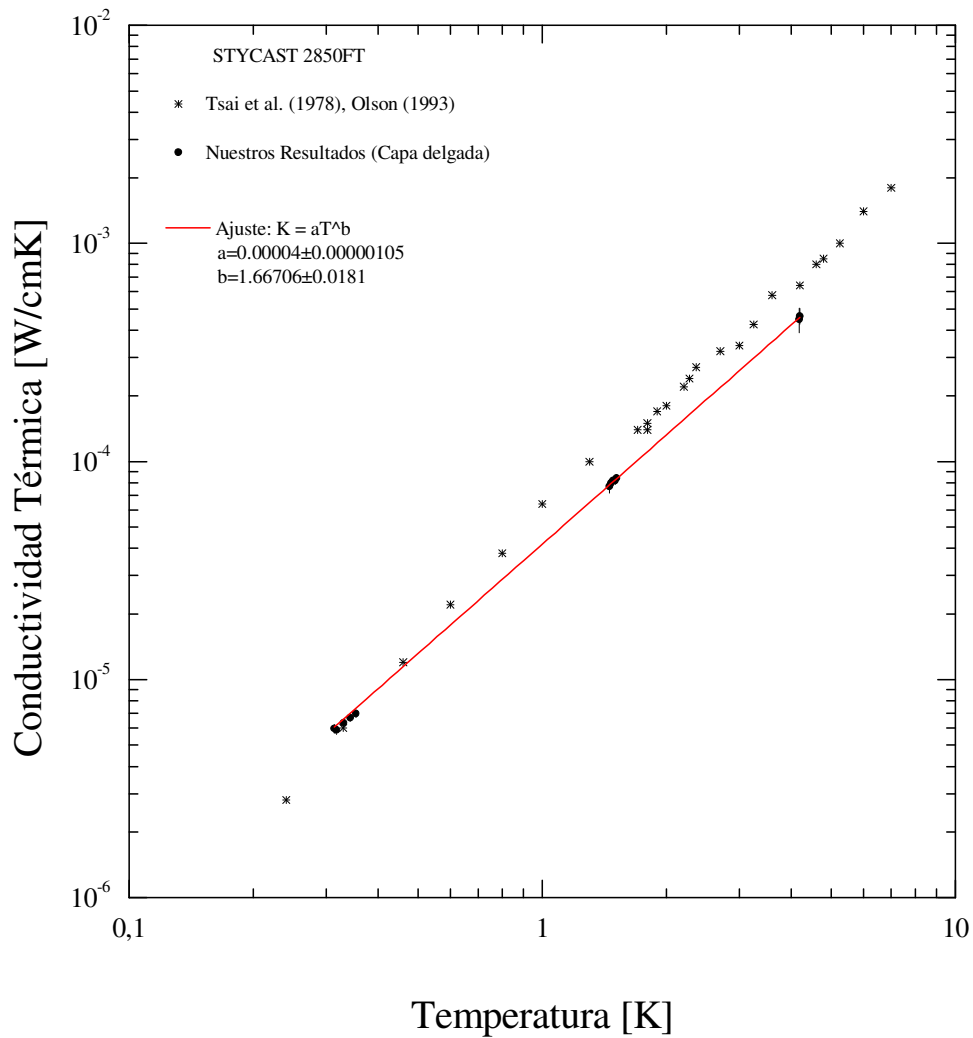


Figura (13). Conductividad térmica para el epóxico Stycast 2850FT.

La conductancia térmica por unidad de área $\left(\frac{Q}{A\Delta T}\right)$ de éste contacto fue calculada con un error de ~15 %. Nuestras mediciones están indicadas en la Figura (12). Así mismo, la conductividad térmica para esta muestra también fue calculada, por medio de la ecuación (15); obteniendo

$$k_{Stycast2850FT} = (0.00004 \pm 0.00000279)T^{(1.69297 \pm 0.04946)} \frac{W}{cm^2 K} \dots\dots\dots (27)$$

Los resultados fueron comparados con los de la literatura^{33, 34}, ver Figura (13).

Para un capacitor tipo filtro (EMI Filter Capacitor), fue calculada su conductancia térmica con un error de ~10 %. Los resultados obtenidos fueron

$$K_{EMI-Scanner-Filter} = (0.00002 \pm 0.000000124)T^{(2.30725 \pm 0)} \frac{W}{K} \dots\dots\dots (28)$$

Estos resultados se compararon con cada uno de los contactos térmicos, después de reducir las áreas de contacto para cada muestra a 0.05 x 0.05 cm², y suponiendo una sola superficie de contacto en el cristal. De igual manera para el Stycast 2850FT, el área de contacto fue reducida a estas mismas dimensiones. (El objetivo de esta comparación es debido a que en la práctica, los cristales de cuarzo utilizados como contactos térmicos en LABOCA tienen estas dimensiones). La Figura (14) muestra esta comparación.

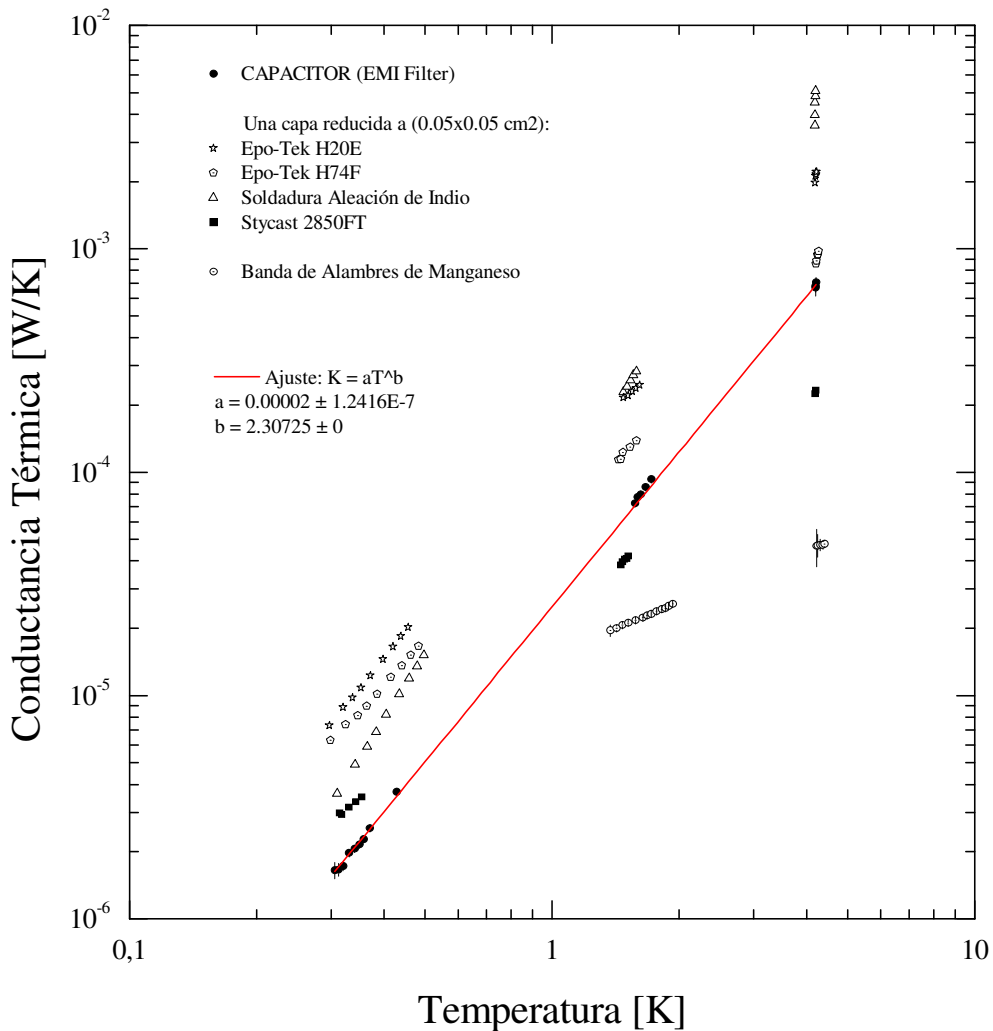


Figura (14). Conductancia térmica de un Capacitor (EMI Filter), comparada con la de cada uno de los contactos térmicos, después de reducir a una sola superficie de área (0.05 x 0.05 cm²).

Finalmente, refiriéndonos al dibujo insertado en la Figura (15), observamos una banda de alambres, intercalada en un disipador de cobre, el cual está sujetado a la placa fría del criostato. Variando la potencia, el calor fluye a través de los alambres desde un extremo de la banda, y es absorbido por el disipador, el termómetro cercano a la fuente térmica

nos indica el incremento en la temperatura, mientras que el termómetro situado en el otro extremo indica que la temperatura permanece inalterada. La conductancia térmica de esta banda de alambres fue medida con error de ~10 %. Los resultados están mostrados en la Figura (14).

$$K_{\text{Banda-Alambres}} = (0.00002 \pm 0.000000056) T^{(0.7674 \pm 0.00304)} \frac{W}{K} \dots\dots\dots (29)$$

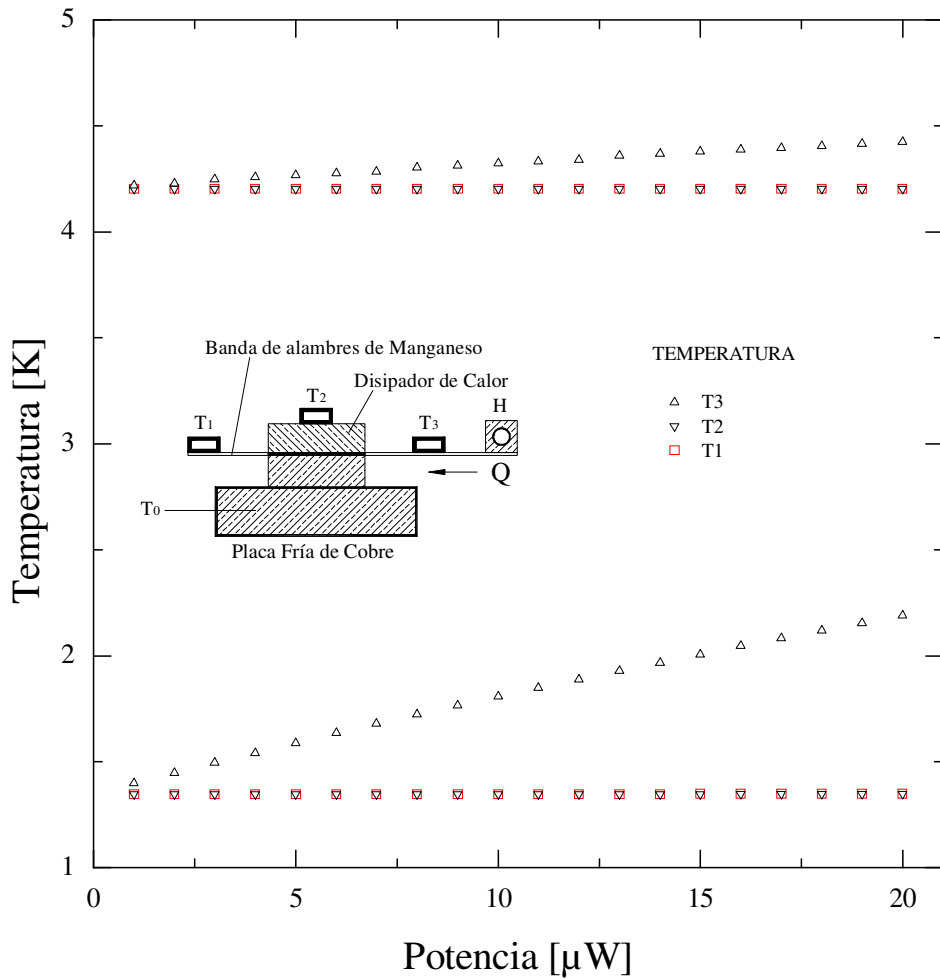


Figura (15). El calor en la banda de alambres es disipado por el disipador (contacto térmico). Se observa que al incrementar la potencia, la temperatura en un extremo de la banda se incrementa, mientras que en el otro extremo permanece constante.

La tabla (3) nos muestra un resumen de nuestros resultados experimentales.

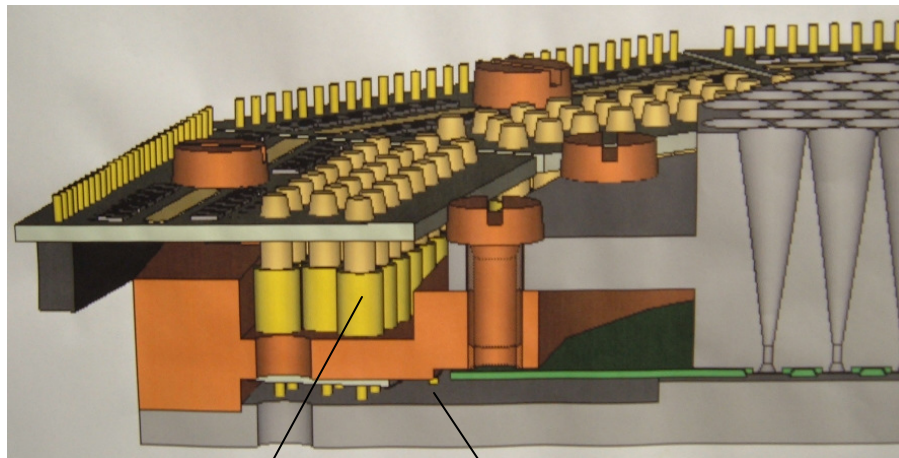
Muestra / Agente de unión	Conductividad Térmica k [W/cm K]	Conductancia Térmica K [W/ K]	Conductancia Térmica por unidad de Área del agente de Unión K/A [W/cm ² K]	Temperatura Rango [K]
Cristal de Cuarzo	$0.1254T^{2.50331}$	-	-	1.3-4.2
Cristal de Cuarzo / Epo-Tek H20E	-	$0.00013T^{2.37144}$	-	0.3-1
Cristal de Cuarzo / Epo-Tek H74F	-	$0.00008T^{2.08573}$	-	0.3-1
Cristal de Cuarzo / Soldadura de Indio	-	$0.00013T^{3.02912}$	$0.06895T^{3.03925}$	0.3-1
Capacitor (EMI Filter)	-	$0.00002T^{2.30725}$	-	0.3-4.2
Epóxico Stycast 2850FT (Capa delgada)	$0.00004T^{1.66706}$	$0.00002T^{1.66706}$	$0.00835T^{1.66706}$	0.3-4.2
Banda de Alambres con Epo-Tek 353 ND-4	-	$0.00002T^{0.7674}$	-	1.3-4.2

Tabla (3). Resumen de nuestros resultados experimentales. El ajuste en la columna tres (para el cristal de cuarzo, con el agente de unión), se refiere a la muestra con una sola capa y reducida a el área de contacto a (0.05 x 0.05 cm²). En la columna cuatro, los datos para el cristal de cuarzo unido con epóxico de plata y de aluminio, no se pueden ajustar por la ley de potencias ($K = aT^b$).

4.2. Aplicaciones

a) Contactos Térmicos (Thermal Shunts):

Desde hace más de cien años, el cristal de cuarzo ha tenido gran atracción para muchas aplicaciones, especialmente por sus características térmicas y sus propiedades como aislante eléctrico. En el proyecto *LABOCA*, este material fue utilizado, actuando como contacto térmico. Hemos observado que el cristal de cuarzo nos ofrece la máxima protección contra las cargas térmicas extrañas en los detectores criogénicos, siempre y cuando seleccionemos el agente de unión más adecuado.



Capacitor tipo filtro
(EMI Filter Capacitor)

Contacto Térmico (Thermal Shunt);
(Cristal de Cuarzo, unido con Epo-Tek H20E
Area= 0.5 x 0.5 mm²)

Figura (16). Sección de *LABOCA*, en rojo: Anillo del bolómetro, hecho de Cobre cubierto con Oro. En gris: Arreglo de los conos y la placa reflectora, maquinado en aluminio. El diámetro de la guía de onda cilíndrica es aproximadamente 0.54 mm. En verde: Placa de silicio (Silicon wafer) con termistores, conexiones eléctricas y diafragmas en la superficie inferior. En amarillo: Capacitores tipo filtros con rosca, para la eliminación de interferencias a radiofrecuencias³ (Dibujo hecho por Gundula Lundershausen).

Los contactos térmicos están ubicados en el anillo de Cobre, justo fuera de la placa del bolómetro (Figura 16). El arreglo está montado dentro del anillo de Cobre, sobre los contactos térmicos eléctricamente aislados y conectados con una película delgada de Oro. Los filtros (capacitores) están enroscados al anillo, para que el calor transferido hacia ellos, sea disipado por medio del contacto térmico. En adición, estos contactos térmicos conducen el calor hacia los chips de resistencia, los cuales también están conectados por alambres hechos de una película delgada de Oro. Los tornillos de cobre, sujetan los bolómetros en el anillo por un lado del arreglo de los conos y por el otro lado lo fijan en la placa fría del criostato, operando a temperatura de 0.3 K.

b) Epóxicos Conductivos y Aislantes:

La conductividad térmica y el coeficiente de expansión, son algunas propiedades que deben ser consideradas en el momento de elegir los materiales que serán utilizados en los experimentos a bajas temperaturas. Muchas veces se requiere tener un contacto térmico adecuado, pero que al mismo tiempo proporcione aislamiento eléctrico, ó en contraparte; que constituya el mejor agente de unión para llenar los espacios vacíos en las superficies de contacto e incrementar la conductancia del mecanismo como se ha indicado en el inciso anterior. Un buen ejemplo de aplicación para el Stycast 2850FT es al ser utilizado para sujetar las placas de conexiones eléctricas (*PC board*) en las monturas de Cobre. Los pequeños granos de vidrio que contiene este material, permiten que se forme una capa delgada aislante sobre las tiras de metal en la placa, las cuales sirven también como disipadores de calor al conectar los alambres, ver Figura (9f). Otra

aplicación del stycast 2850FT, es en la elaboración de la capa negra absorbente para las cavidades de los cuerpos negros, como se verá y explicará más adelante, ver Figura (19).

c) Bandas de Alambre:

En todos los sistemas de detectores criogénicos debemos asegurarnos que las cargas térmicas externas sean eliminadas. Por ejemplo, un buen conductor como el Cobre, podría tener también buena conductancia térmica y si fuera utilizado dentro de un criostato, proporcionaría una línea térmica entre las partes a diferentes temperaturas. Por esta razón, un alambre resistivo como el Manganeseo es mejor que el Cobre en este respecto, pero sólo si es empleado para mediciones, puesto que la conductancia térmica en los metales es por vía electrónes; por lo tanto, un alambre con alta resistividad eléctrica, tendrá baja conductividad térmica. Las propiedades térmicas del alambre de Manganeseo nos permite tener una buena solución en las amplias bandas de alambre que están en contacto con una superficie plana. Seleccionando el mejor epóxico aislante y conductor térmico, por ejemplo Epo-Tek 353ND-4, podemos sujetar la banda intercalándola entre dos bloques rectangulares de Cobre, los cuales estarán en perfecto contacto térmico con la placa fría del criostato. Luego, el calor que pasa por la banda desde sus terminales eléctricas, será disipado en el disipador antes de llegar a las terminales del otro lado y/o en sentido opuesto. La idea general de las bandas y los contactos térmicos, es que sea una manera simple y sencilla para disipar el calor del gran número de alambres requeridos para grandes arreglos de bolómetros, como puede verse en la Figura (17).

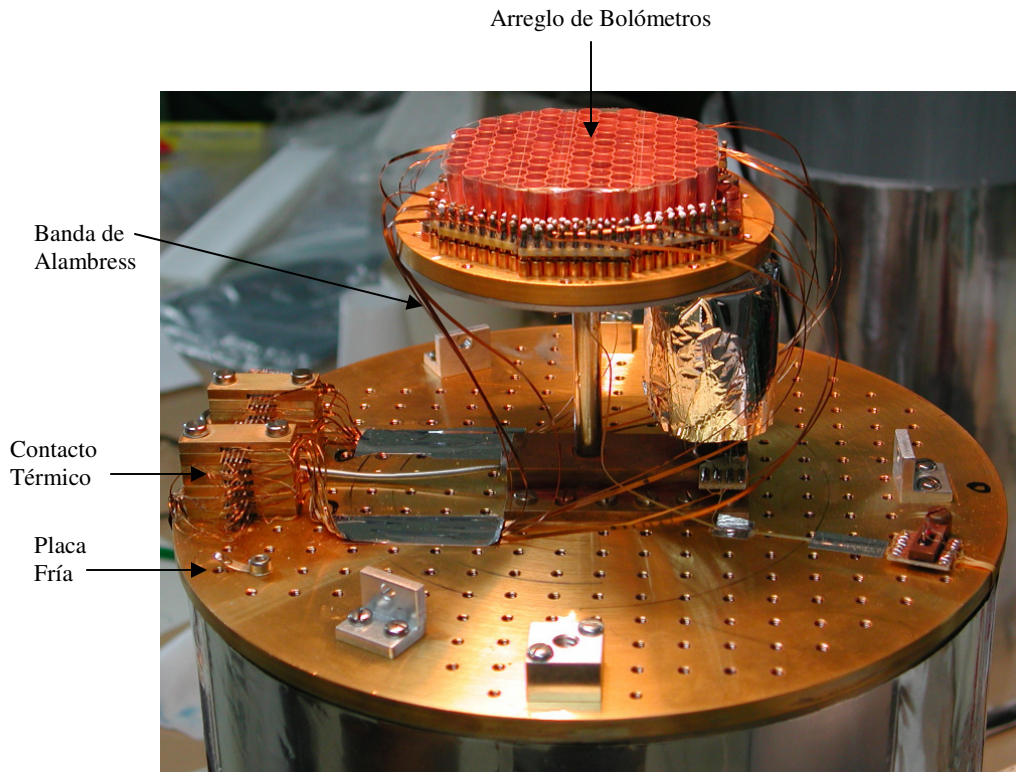


Figura (17). MAMBO-II (Max-Planck Millimeter Bolometer), arreglo con 117 canales.

Las bandas de alambre de manganeso están sujetadas por los disipadores de cobre, en donde el calor es disipado hacia la placa fría del criostato.

SEGUNDA PARTE

El Sistema de Calibración Espectral

5. EL SISTEMA DE CALIBRACIÓN ESPECTRAL

5.1. Los Cuerpos Negros

Los instrumentos que son utilizados para medir la distribución de energía radiante con exactitud sobre grandes rangos espectrales, deben ser calibrados con una fuente de energía radiante de distribuciones conocidas sobre el rango espectral deseado. La fuente ideal para estos propósitos es el cuerpo negro. Esta fuente de energía radiante, cuya distribución como una función de la longitud de onda y temperatura, esta dada por la conocida fórmula de radiación de Planck, misma que puede ser considerada como el primer estándar de la radiación.

Por definición, un cuerpo negro ideal, es un cuerpo a temperatura uniforme y con emisividad de uno. Puede ser aproximado por una envoltura de algún material opaco absorbente y a temperatura uniforme, con una pequeña abertura para la emisión de la radiación. Sin embargo, con el fin de obtener cantidades suficientes de energía radiante para mediciones prácticas, es necesario que el área de la apertura sea lo suficientemente apreciable. En este caso, la radiación de la envoltura será menor que la de un cuerpo negro ideal a la misma temperatura. En la práctica, la distribución espectral de la energía radiante de un cuerpo negro, depende de la configuración de su envoltura, del material de las paredes y del tipo de reflexión de la radiación interna (especular o difusa), así como de la temperatura. En algunas configuraciones geométricas simples, tales como cilindro, cono, esfera, etc., esta distribución ha sido calculada anteriormente por Gouffé³⁵. En la suposición de que las paredes son reflectoras difusas, Gouffé encontró que la emitancia

de un cuerpo negro como una función de la emisividad del material del cual esta hecho, esta dada aproximadamente por la expresión:

$$\epsilon_0 = \frac{\epsilon \left\{ 1 + (1 - \epsilon) \left[\frac{s}{S} - \frac{s}{S_0} \right] \right\}}{\epsilon \left(1 - \frac{s}{S} \right) + \frac{s}{S}} \dots\dots\dots (30)$$

donde ϵ_0 es la emitancia del cuerpo negro, ϵ es la emisividad del material del cual el propio cuerpo negro esta hecho, s es el área de la apertura a través de la cual, la radiación sale de la cavidad [cm^2], S es el área total de la envoltura, incluyendo la de la apertura [cm^2] y S_0 es el área de la superficie de una esfera cuyo diámetro es igual a la profundidad de la cavidad (medida desde el plano de la apertura, hasta el punto más profundo de la cavidad). Es evidente por la forma de esta expresión, que ϵ_0 no depende críticamente del valor de ϵ siempre y cuando la razón s/S sea pequeña.

La emisividad ϵ , también puede ser aplicada a fuentes que no son cuerpos negros, ya que es una función del tipo de material y el acabado de su superficie y puede variar con la longitud de onda y con la temperatura del material; esta dada por la razón de la emitancia radiante W' de la fuente, a la emitancia radiante W de un cuerpo negro a la misma temperatura, $\epsilon = \frac{W'}{W}$ (nos extenderemos más sobre estos conceptos en la próxima sección). Por consiguiente, la emisividad es un valor numérico, cuyo valor cae entre los límites de cero para una fuente no radiante, por ejemplo un espejo ideal y la unidad para un cuerpo negro.

Cuando la energía radiante está incidiendo en una superficie, tres procesos pueden ocurrir: una fracción de la energía incidente α , puede ser absorbida. Una fracción ρ , puede ser reflejada y una fracción τ , puede ser transmitida. Como la energía debe ser conservada, la siguiente relación puede ser escrita como $\alpha + \rho + \tau = 1$. Por definición, un cuerpo negro absorbe toda la energía radiante incidente, por lo que $\alpha=1$ y $\rho=\tau=0$. La ley de Kirchoff establece que a una temperatura dada, la razón de la emitancia radiante a la absorptividad es una constante para todos los materiales y que es igual a la emitancia radiante de un cuerpo negro a esa temperatura:

$$\frac{W'}{\alpha} = W \quad \text{ó} \quad \frac{\varepsilon \sigma T^4}{\alpha} = \sigma T^4 \dots\dots\dots (31)$$

de aquí se sigue que $\varepsilon = \alpha$. Por tanto, la emisividad de un material a una temperatura dada, es numéricamente igual a su absorptividad a esa temperatura.

Debido a que un material opaco no transmite energía, $(\alpha + \rho) = 1$ por lo tanto

$$\varepsilon = 1 - \rho \dots\dots\dots (32)$$

esta es una conveniente relación particular, ya que es a menudo más fácil medir la reflectancia que medir la emisividad directamente.

De acuerdo con los principios establecidos anteriormente, dos cuerpos negros tipo fuentes radiantes, operando a (77 y 300) K respectivamente, fueron diseñados para ser adaptados a un interferómetro Martín-Puplett³⁶, este instrumento es conveniente para

propósitos de calibración en condiciones de laboratorio. Las fuentes están colocadas simétricamente a 90° y separadas ~ 7.65 cm de un polarizador rotatorio de rejillas de alambre, ubicado entre ellas a 45° y actuando como el modulador de frecuencia. El arreglo esquemático para estas fuentes puede verse en la Figura (18).

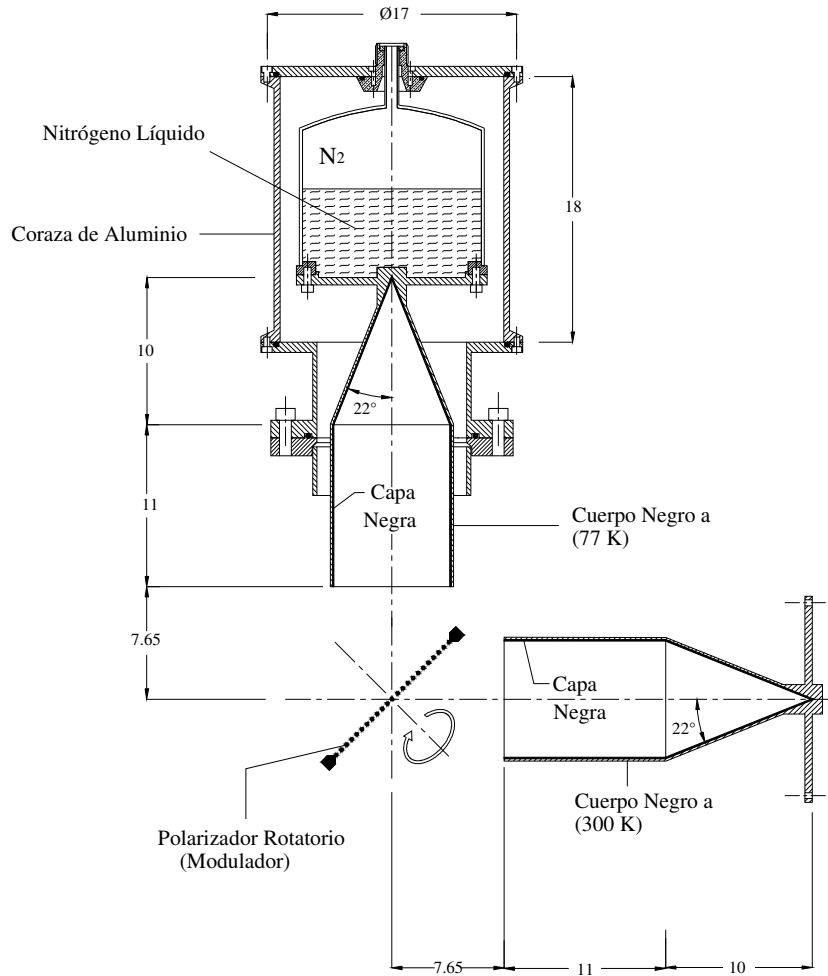


Figura (18). Dos cuerpos negros, operando a (77 y 300) K respectivamente.

Siguiendo las indicaciones de preparación como está explicado en el trabajo de James J. Bock³⁷, cada una de las cavidades tiene una capa negra con el fin de atenuar la

radiación submilimétrica; basada en pegamento epóxico Stycast 2850FT²⁵, carbón³⁸ y granos de vidrio³⁹, cuya mezcla de ellos cubre toda la superficie interior. Independiente de la absorción de la radiación submilimétrica, la función de los granos de vidrio es para hacer que la superficie sea rugosa, consiguiendo con ello que la reflexión sea difusa en el interior de la cavidad. El epóxico es mezclado con un catalizador número 9 (de acuerdo a las instrucciones del fabricante), añadiendo el carbón y los granos de vidrio, asegurándose de que el carbón quede completamente incorporado. La mezcla viscosa es esparcida en las superficies internas de la cavidad que han sido tratadas con polvo a presión y limpiadas con acetona antes de la aplicación. Dependiendo de la cantidad de estos materiales en la mezcla, la rugosidad y absorción pueden ser variadas. La composición utilizada para estas capas negras está indicada en la Tabla (4).

Ingrediente	Composición por Masa
Stycast 2850FT ²²	68%
Catalizador 9	5%
Polvo de Carbón ³⁸	7%
Granos de vidrio ³⁹ $\phi=150-250 \mu m$	20%

Tabla (4). Composición de las capas negras para las cavidades.

Refiriéndonos a las Figuras (18) y (19), ambas estructuras de cobre de los cuerpos negros, tienen una cavidad cilíndrica de 8 cm de diámetro y 11 cm de profundidad, combinadas con una sección cónica a 22° y 10 cm de profundidad. Esto implica que para cada fuente tenemos: $s = 50.2656 \text{ cm}^2$, $S = 462.0608 \text{ cm}^2$ y $S_0 = 1385.4456 \text{ cm}^2$.

Asumiendo los mismos valores de reflectancia en las mediciones de Bock a temperatura ambiente para una capa negra con esta misma composición: ($\rho = 0.1$ a una frecuencia de 10 cm^{-1} y $\rho = 0.075$ a 20 cm^{-1} respectivamente) y tomando en cuenta que la emisividad para un material a una temperatura dada es $\varepsilon = 1 - \rho$; entonces podemos calcular el valor de la emisividad para cada una de nuestras fuentes. Aplicando estos valores en la ecuación (30) obuvimos las siguientes emisividades: $\varepsilon_0 \cong 0.9952$ a 10 cm^{-1} y $\varepsilon_0 \cong 0.9966$ a 20 cm^{-1} respectivamente. La Figura (19) nos muestra los cuerpos negros antes de ser instalados en el interferómetro.

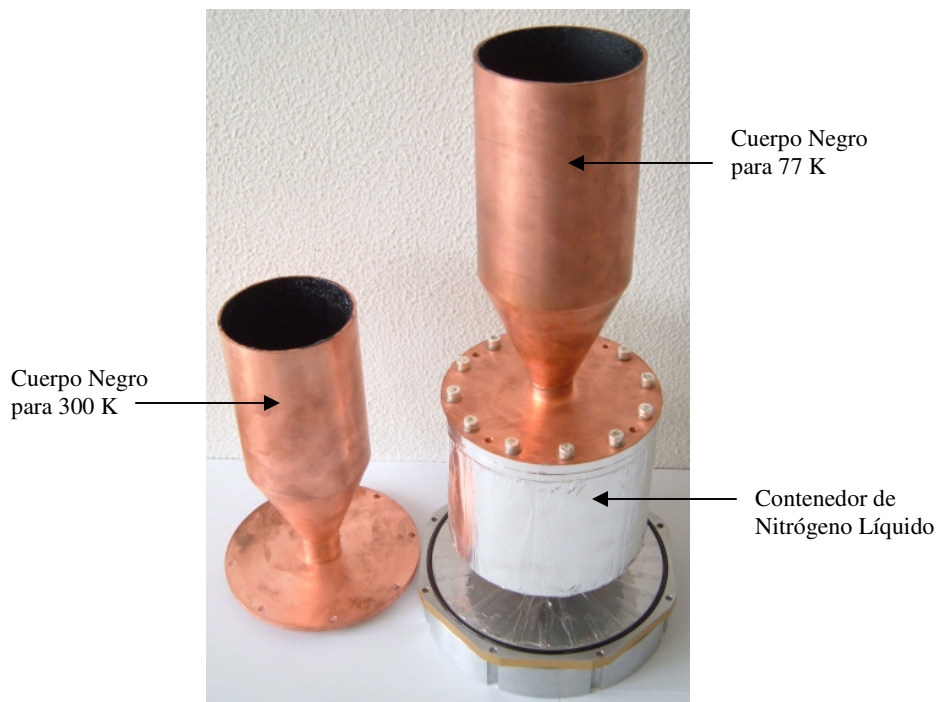


Figura (19). Dos cuerpos negros con su capa negra basada en epóxico stycast 2850 FT, carbón y granos de vidrio. A la izquierda, el cuerpo para 300 K. A la derecha, adaptada a un recipiente de Nitrógeno líquido, el cuerpo para 77 K.

5.2. Leyes de Radiación Térmica

Con el fin de explicar la distribución de energía en el espectro de un cuerpo negro, Max Planck dedujo la siguiente ley: ⁴⁰

$$W_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda kT}} - 1} \right) \dots\dots\dots (33)$$

donde W_{λ} es la emitancia radiante espectral [$\text{Wcm}^{-2}\mu^1$], λ es la longitud de onda en micrones [μ], h es la constante de Planck = $(6.6256 \pm 0.0005) \times 10^{-34}$ [W seg^2], T es la temperatura absoluta [K], c es la velocidad de la luz en el vacío = $(2.9979 \pm 0.000003) \times 10^{10}$ [cm/seg] y k es la constante de Boltzmann = $(1.3805 \pm 0.00018) \times 10^{-23}$ [W seg K^{-1}].

Integrando la ecuación (33), sobre longitudes de onda, desde cero hasta infinito, nos da la expresión para la emitancia radiante, el flujo radiado en el hemisferio desde un cuerpo negro de área igual a 1 cm^2 . El resultado es generalmente conocido como la ley de Stefan-Boltzmann:

$$W = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \dots\dots\dots (34)$$

donde W es la emitancia radiante [W cm^{-2}] y σ es la constante de Stefan-Boltzmann = $(5.6697 \pm 0.0029) \times 10^{-12}$ [$\text{W cm}^{-2} \text{K}^{-4}$].

Al diferenciar la ecuación (33) y resolviendo para los máximos, se obtiene la conocida ley del desplazamiento de Wien:

$$\lambda_m T = a \dots\dots\dots (35)$$

donde λ_m es la longitud de onda a la cual el máximo de la emitancia radiante espectral ocurre y $a = 2897.8 \pm 0.4 \mu\text{K}$. De este modo, la longitud de onda a la que la emitancia radiante espectral máxima ocurre, varía inversamente con la temperatura absoluta. A la longitud de onda del máximo. El valor de la emitancia radiante espectral es:

$$W_{\lambda_m} = 21.20144 \left[\frac{2\pi^5 hc^2}{15 \left(\frac{ch}{k} \right)^5} \right] T^5 = bT^5 \dots\dots\dots (36)$$

donde W_{λ_m} es la máxima emitancia radiante espectral [$\text{W cm}^{-2} \mu^{-1}$], $b = 1.2862 \times 10^{-15}$ [$\text{W cm}^{-2} \mu^{-1} \text{K}^{-5}$]. Por tanto, el valor máximo de la emitancia radiante espectral de un cuerpo negro, es proporcional a la quinta potencia de su temperatura absoluta.

Las leyes de radiación también pueden ser escritas en términos de fotones⁴⁰; si la expresión de Planck, ecuación (33), es dividida por $\frac{hc}{\lambda}$, que es la energía asociada a un fotón en [W sec] y considerando que $1 \text{ watt} = 5.0345 \times 10^{18} \lambda$ [fotones/seg], donde λ esta en micrones [μ]; el resultado es la emitancia radiante del fotón:

$$Q_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \left(\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda kT}} - 1} \right) \dots\dots\dots (37)$$

Donde Q_λ es la emitancia radiante del fotón [fotones $\text{seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu^{-1}$]. La ley de Stefan-Boltzmann (34), sería entonces

$$Q = \frac{1}{25.79463} \left[\frac{4\pi^4 c}{\left(\frac{ch}{k}\right)^3} \right] = \sigma' T^3 \dots\dots\dots (38)$$

donde Q es la emitancia radiante del fotón [fotones $\text{seg}^{-1} \text{cm}^{-2}$] y $\sigma' = 1.52041 \times 10^{11}$ [$\text{seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-3}$]. Por lo tanto, la razón a la cual los fotones son emitidos del cuerpo negro varía como la tercera potencia de su temperature absoluta, en vez de a la cuarta potencia observada para el flujo radiante. Análogamente, la ley del desplazamiento de Wien (35), será

$$\lambda'_m T = \frac{1}{3.92069} \left(\frac{ch}{k} \right) = a' \dots\dots\dots (39)$$

donde λ'_m , es la longitud de onda de la emitancia radiante espectral máxima del fotón y $a' = 3669.73$ [μK]. Por lo tanto la ley de Wien (36) será

$$Q'_{\lambda_m} = 4.77984 \left[\frac{2\pi c}{\left(\frac{ch}{k}\right)^4} \right] T^4 = b' T^4 \dots\dots\dots (40)$$

donde Q'_{λ_m} es la emitancia radiante espectral máxima del fotón [fotones $\text{seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu^{-1}$] y $b' = 2.10098 \times 10^7$ [$\text{seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu^{-1} \text{K}^{-4}$].

5.3. El Interferómetro Martín-Puplett

Una descripción extensa de este sistema de calibración utilizando un interferómetro tipo Martin-Puplett³⁶, esta dada por Johannes Gromke⁴¹. Los componentes ópticos básicamente son: un polarizador rotatorio de rejillas de alambre de 10 cm de diámetro, un divisor de haz con su rejilla de alambre inclinada a 45° con respecto al plano del papel y un analizador con su rejilla en la dirección normal al plano del papel. Todas las rejillas son hechas a base de alambre de tungsteno de 10 μm de diámetro e igualmente espaciadas a 30 μm . Dos espejos de latón, formados por dos superficies reflectoras cuyas caras se encuentran a 90°. La rugosidad de las superficies es aproximadamente 2.5 μm . Uno de los espejos permanece fijo, mientras que el otro puede variar su posición lentamente en forma bidireccional a lo largo de dos ejes de 30 cm de longitud. Un motor eléctrico conectado al mecanismo es el que produce el movimiento. La máxima velocidad del espejo es de $\sim 300 \mu\text{m s}^{-1}$. El principio de operación del interferómetro, está basado en dos haces combinados, emitidos por dos cuerpos negros, operando en ambiente de alto vacío a (77 y 300) K respectivamente. Los haces son transmitidos a través del polarizador que gira a una frecuencia de 15 Hz y orientado a 45° entre los cuerpos negros (en un polarizador de alambre, la onda transmitida tiene el vector-E perpendicular, pero en la onda reflejada, es paralelo a los alambres). Después son divididos en dos haces parciales de igual amplitud por el divisor de haz, colocado a 45° con respecto a la dirección de la radiación incidente y reflejados por ambos espejos, donde el vector-E cambia su dirección a 90°. Los haces pasan a través del divisor de haz nuevamente, los cuales ahora, debido a la rotación de la polarización inducida por los espejos, actúan como haces

combinados; luego continúan pasando a través del analizador. Aquí, una parte es transmitida, otra reflejada y absorbida por un disco de material absorbente (eccosorb AT 72). El haz transmitido es polarizado en plano, con amplitud que varía periódicamente con su diferencia de trayectoria. Luego sale del interferómetro pasando a través de una ventana para ser reflejada y enfocada por un espejo parabólico hacia el detector, en donde se convierte la radiación en una señal eléctrica. Finalmente, la señal es registrada y visualizada con la ayuda de un programa instalado en el ordenador. La completa configuración del sistema está mostrada en la Figura (20).

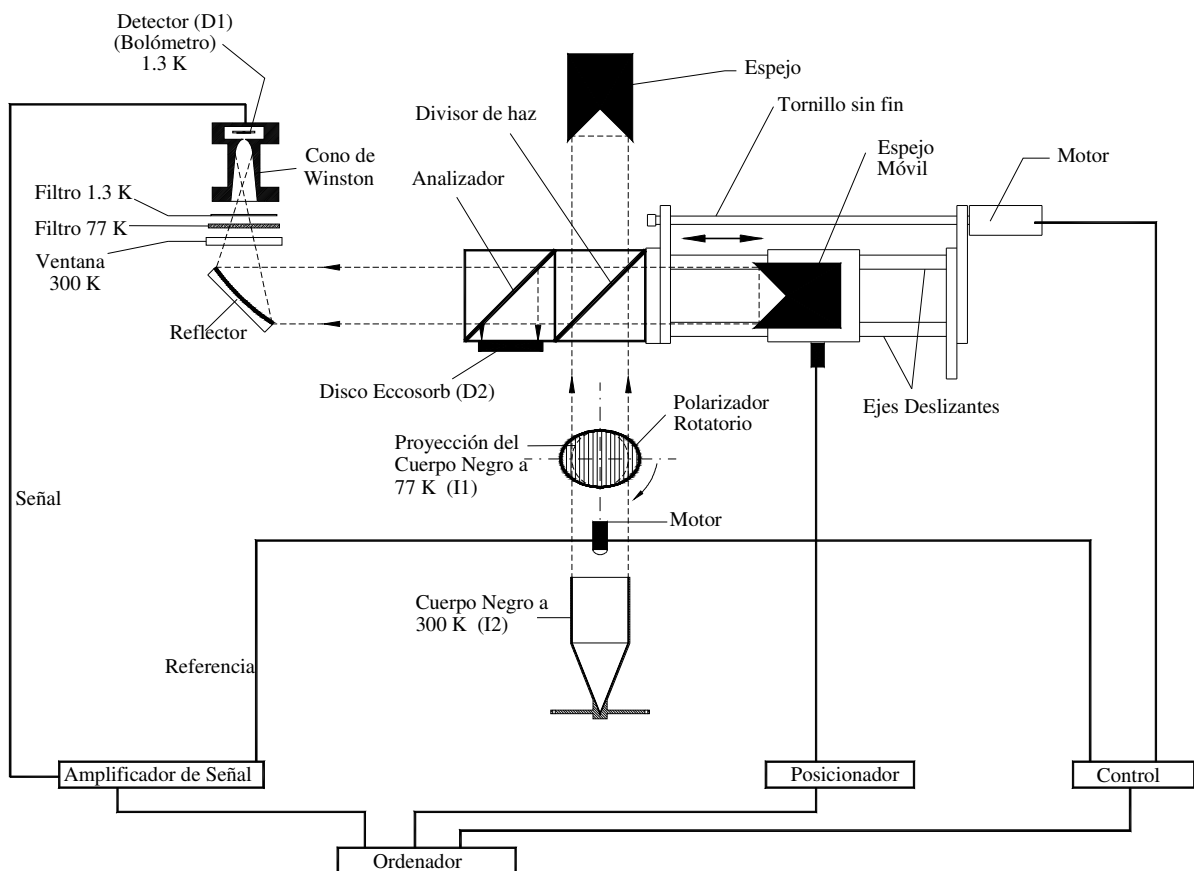


Figura (20). Interferómetro tipo Martin-Puplett. Diagrama esquemático para el sistema de calibración, con dos cuerpos negros instalados, operando a 77 y 300 K

Martin & Puplett encontraron que con una fuente monocromática, los haces son elípticamente polarizados después de la recombinación, con una elipticidad variando periódicamente e incrementándose con la diferencia de la trayectoria entre los haces divididos;³⁶ por lo tanto, uno recibe un cambio de la intensidad en el detector, dependiendo de su diferencia de trayectoria y este interferograma es una función coseno de periodo λ , con la mitad de amplitud de la intensidad total I_0 irradiada, que incide en el divisor de haz:

$$I(x) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \Delta) \dots\dots\dots (41)$$

Donde $\Delta = (2\pi k)x$, (donde x es la diferencia de la trayectoria).

Sin embargo, nuestro sistema tiene dos entradas y dos salidas, llamadas I_i y D_j , para $i = 1, 2$ y $j = 1, 2$ respectivamente. Cuando se quiere medir las radiaciones transmitida y reflejada por el analizador, tenemos que quitar el disco absorbedor y colocar un segundo detector. Para el futuro, se tienen posibilidades de una mejora más práctica que podría ser, un criostato con dos detectores separados entre sí por una rejilla de alambres. En este caso, la fracción de intensidad $f_{i,j}$ detectada en D_j que ha sido irradiada en la entrada I_i será:

$$f_{i,j} = \frac{1}{2} (1 \pm \delta_{i,j} \cos \Delta); \quad \delta_{i,j} = \begin{cases} +1 & ; \quad i = j \\ -1 & ; \quad i \neq j \end{cases} \dots\dots\dots (42)$$

Si el polarizador y el analizador están paralelamente alineados, entonces la señal es positiva, si están cruzados, la señal es negativa. Si las fuentes en las entradas que

envían la radiación con intensidades I_1 e I_2 y con el mismo número de onda $k = \frac{1}{\lambda}$, entonces, la intensidad detectada en D_I tiene un termino constante y una función coseno, cuya amplitud es proporcional a la diferencia de las intensidades:

$$f_{1,1}I_1 + f_{2,1}I_2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_2) \pm \frac{1}{2}(I_1 - I_2)\cos\Delta \dots\dots\dots (43)$$

Si el polarizador rotatorio está activado, entonces las fuentes I_1 e I_2 están alternado en las entradas. Uno puede detectar la señal con un amplificador a una frecuencia de 2ω (durante una revolución del polarizador, cada paso de dirección se incrementa al doble), entonces el termino independiente es suprimido y la señal recibida es igual a la diferencia de las intensidades incidentes

$$f_{1,1}I_1 + f_{2,1}I_2 - (f_{1,1}I_2 + f_{2,1}I_1) = (I_1 - I_2)\cos\Delta \dots\dots\dots (44)$$

El componente no modulado $\frac{1}{2}(I_1 + I_2)$, no contiene información espectral, dada la posibilidad de contener ruido, es preferible su eliminación. La amplitud del término modulado es tan solo la mitad del tamaño que sin el uso del modulador.

En el espectro de banda ancha (comprendido como la suma de muchas porciones monocromáticas del espectro), el valor $G(k)$ indica con que intensidad relativa de la radiación con número de onda k es emitida. La interferencia de las trayectorias o el interferograma asociado, consiste entonces en funciones de cosenos, cuyas amplitudes

son proporcionales al tamaño del valor espectral apropiado. Para un polarizador no rotatorio, el interferograma tiene la forma:

$$I(x) = \pm \int_0^{\infty} G(k) \cos(2\pi kx) dk + \int_0^{\infty} G(k) dk = \pm V(x) + \frac{I(0)}{2} \dots\dots\dots (45)$$

donde $V(x) = \int_0^{\infty} G(k) \cos(2\pi kx) dk$ y $\frac{I(0)}{2} = \int_0^{\infty} G(k) dx$, $I(0)$ es la intensidad cuando la diferencia de trayectoria es igual a cero. La aplicación del teorema de la integral de Fourier para una función par $I(x)$ nos da el espectro deseado:

$$G(k) = 4 \int_0^{\infty} \left[I(x) - \frac{I(0)}{2} \right] \cos(2\pi kx) dx \dots\dots\dots (46).$$

en términos de la cantidad medida $I(x)$. Esta es la relación fundamental de la transformada de Fourier en espectroscopía⁴². Al utilizar un polarizador rotatorio activado, y detectar la fase sensitiva, el término constante $\frac{I(0)}{2}$ es omitido y la intensidad de la señal se duplica, por lo tanto

$$I(x) = \pm V_{rot}(x) = \pm 2V_{fixed}(x) \dots\dots\dots (47)$$

El signo depende del la salida utilizada y de la puesta en fase del amplificador. Aplicando la transformada inversa de Fourier a la ecuación (47), podemos obtener el espectro del interferograma:

$$G(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} V_{rot}(x) e^{-2\pi kxi} dx \dots\dots\dots (48)$$

donde $K = \text{constante}$.

En general, el interferograma es medido como una función de la diferencia de trayectoria y el espectro está compuesto por las ecuaciones (46) ó (48). Sobre un intervalo finito, la transformada de Fourier tomada continuamente para un interferograma es:

$$G'(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} R(x)V(x)e^{-2\pi kxi} dx = \tilde{R}(k) * \tilde{G}(k) \dots\dots\dots (49)$$

donde

$$R(x) = \begin{cases} 1 & ; -L < x < L \\ 0 & ; x > |L| \end{cases}$$

Dos fuentes monocromáticas equivalentes son separables, si están separadas entre sí al menos $\Delta(k) = 0.7/L$, donde L es la máxima diferencia de trayectoria óptica, que corresponde por lo tanto a la $FWHM \approx 0.68/L$ de un pico aislado.

El espectro de una fuente monocromática, emitiendo radiación con número de onda k_0 en un intervalo de finito, $2L$, nos da una función llamada función del aparato:

$$S(k) = \frac{2L \sin[2\pi(k_0 - k)L]}{2\pi(k_0 - k)L} \dots\dots\dots (50)$$

$S(k)$, afecta a la forma del espectro de la siguiente manera: las líneas espectrales están expandidas, se presentan intensidades negativas por los lados del máximo y aparecen

porciones de frecuencia adicionales. Con el fin de eliminar numéricamente estos errores de frecuencia, $V(x)$ es primero multiplicada por la función de apodización $A(x)$ y después aplicando la transformada de Fourier:

$$G(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} A(x)V(x)e^{-2\pi kxi} dx \dots\dots\dots (51)$$

Una función de apodización es por ejemplo, la llamada función del triángulo:

$$A(x) = 1 - \frac{|x|}{L} \dots\dots\dots (52)$$

Con una fuente monocromática de número de onda k_0 , el espectro resultante después de la apodización sería:

$$S_a(k) = L \left\{ \frac{\sin[\pi(k_0 - k)L]}{\pi(k_0 - k)L} \right\}^2 \dots\dots\dots (53)$$

Si comparamos el espectro de la ecuación (50) con la (53), observaremos que la intensidad del máximo es reducida hasta aproximadamente un cuarto y que las intensidades negativas desaparecerán. Sin embargo, la mitad del ancho se incrementará y la potencia resultante disminuirá hasta $0.9/L$.

El propósito de la función de apodización es reducir la discontinuidad en los extremos de un interferograma de longitud finita, reduciendo la intensidad medida del interferograma gradualmente hasta cero en los puntos extremos. En la práctica, se ha demostrado que la apodización es útil para eliminar el ruido del espectro y tener un mejor juicio del significado de la estructura cercana en las líneas de absorción estrechas.

5.4. Lubricación de los Mecanismos Internos del Interferómetro

Las condiciones de alto vacío en el interferómetro evitan la complicación en las mediciones, tales como las ocasionadas por la absorción de radiación por del vapor de agua en la atmósfera y reducen la razón de evaporación del Nitrógeno líquido en el recipiente que contiene al cuerpo negro operando a 77 K. Sin embargo, la operación bajo estas condiciones implica encontrar el ó los lubricantes más adecuados para todos los mecanismos internos del interferómetro, especialmente para el cojinete grande (SKF 61828-France)⁴³ que soporta al polarizador rotatorio (ver Figura 21) para los ejes deslizantes del espejo móvil y el tornillo sin fin que produce el movimiento (ver Figura 22). La lubricación en general sirve para varios propósitos. Primeramente, la lubricación disminuye la fricción y el desgaste; al disminuir el desgaste se incrementa el tiempo de vida de los mecanismos. Junto con la reducción de la fricción, se tiene un beneficio adicional que es el requerimiento de menor potencia para el funcionamiento de los mecanismos. Otro beneficio de la lubricación es que proporciona un medio para incrementar la conducción térmica y reducir los gradientes de temperatura; proporciona uniformidad de posición y de movimiento, etc.

La naturaleza inherente del vacío posee una gran cantidad de desafíos en el momento de elegir el lubricante adecuado. El agua, el aire y otros “contaminantes no controlados”, están ausentes y el ambiente es prácticamente limpio. Los materiales desgasificados en la interfase de fricción, pueden fundirse o quedar soldados causando fallas catastróficas. Mientras que un cojinete por ejemplo, puede operar durante meses o años en condiciones atmosféricas, debido a la presencia de estos “contaminantes”; en el

vacío, el cojinete puede quedarse pegado en unos pocos minutos o en pocas horas de operación⁴⁴. Por lo tanto y debido a que el vacío proporciona una atmósfera limpia, la selección del lubricante adecuado es de especial importancia.

Dos grandes tipos de lubricantes son considerados usualmente para trabajar en vacío: lubricantes líquidos tales como aceites y grasas y lubricantes secos, tales como el molibdeno bisulfato. Para la lubricación, la grasa es inferior que el aceite en algunos aspectos, como para uso en operaciones de alta velocidad, debido a su baja fluidez y la tendencia a acumular calor por fricción. Sin embargo, es recomendada⁴⁵ especialmente para los cojinetes, para máquinas pequeñas y ligeras, etc.; porque la aplicación de la grasa es más fácil y la contaminación como suele ocurrir con los derrames del aceite, es reducida. Los aceites y las grasas se evaporan. Los ambientes de baja presión y temperaturas elevadas incrementan la razón exponencialmente. La pérdida de lubricante por evaporación puede ser suficientemente severa, como para que los cojinetes estén necesitados de él y puedan producir fallas. Así como el lubricante se evapora, podría condensarse sobre otras superficies tales como los sistemas ópticos del interferómetro, creando con ello una contaminación potencialmente dañina. Y mientras el lubricante ha incrementado la razón de evaporación en el vacío, otros materiales en el mecanismo pueden también desgasificarse y extender la contaminación al propio lubricante.

K. G. Roller⁴⁶ explica que la razón de evaporación para lubricantes húmedos utilizados en el vacío incluyendo aceites y grasas, puede ser calculada por la ecuación de Langmuir como:

$$G = \frac{P}{17.14} \left(\frac{M}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (54)$$

donde G es la razón de la evaporación $\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, M es el peso molecular de la sustancia $[\text{g mol}^{-1}]$, T es la temperatura $[\text{K}]$, P es la presión de vapor $[\text{mm Hg}]$. El valor de G , la razón de pérdida de peso por evaporación o sublimación, para aceites y grasas útiles como lubricantes en vacío está en los rangos de 10^{-9} to $10^{-13} [\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ a temperatura ambiente. Valores típicos para M son 500-1200 $[\text{g mol}^{-1}]$.

Con el fin de obtener una buena lubricación, primeramente desmontamos el cojinete y limpiamos las partículas adheridas, tales como los aceites de manufactura o los residuos de otras lubricaciones que fueron hechas con anterioridad.



Figura (21). Cojinete de acero para el modulador de polarización .

Tamaño: ϕ int. = 140 mm, ϕ ext. = 175 mm, H = 18 mm, Balines ϕ = 10 mm

Para la limpieza, utilizamos diferentes solventes en el siguiente orden: detergente alcalino con agua a razón de 1: 5 %, isopropanol y acetona. Sumergido en el solvente

dentro de un recipiente, colocamos el cojinete en una máquina de agitación ultrasónica durante 10 minutos. Después de secarlo con aire a presión, el cojinete se introdujo en un horno para calentarlo a una temperatura de 120° durante 2 horas para evaporar los residuos de solventes. Enseguida procedimos a la lubricación. Para nuestros propósitos, usamos grasa para alto vacío (05043-CF, Braycote Micronic 803)⁴⁷ con una razón de evaporación de ($< 5 \times 10^{-11}$ [g cm⁻² sec⁻¹] medida a temperatura ambiente)⁴⁸. La grasa fue aplicada manualmente enseguida del calentamiento del cojinete y aplicada en muy pequeñas cantidades, ya que de esta manera el lubricante logra el contacto íntimo con las superficies limpias antes de que el oxígeno o moléculas orgánicas se adhieran. Una segunda grasa compatible (05048-AB Fomblin VAC3)⁴⁹ fue considerada como opcional.

En la lubricación de los ejes deslizantes del espejo y el tornillo sin fin, no fue necesario desmontarlos, bastó con retirar la coraza de la cámara, luego procedimos a quitar manualmente el polvo utilizando paños para cuarto limpio con poca fibra.

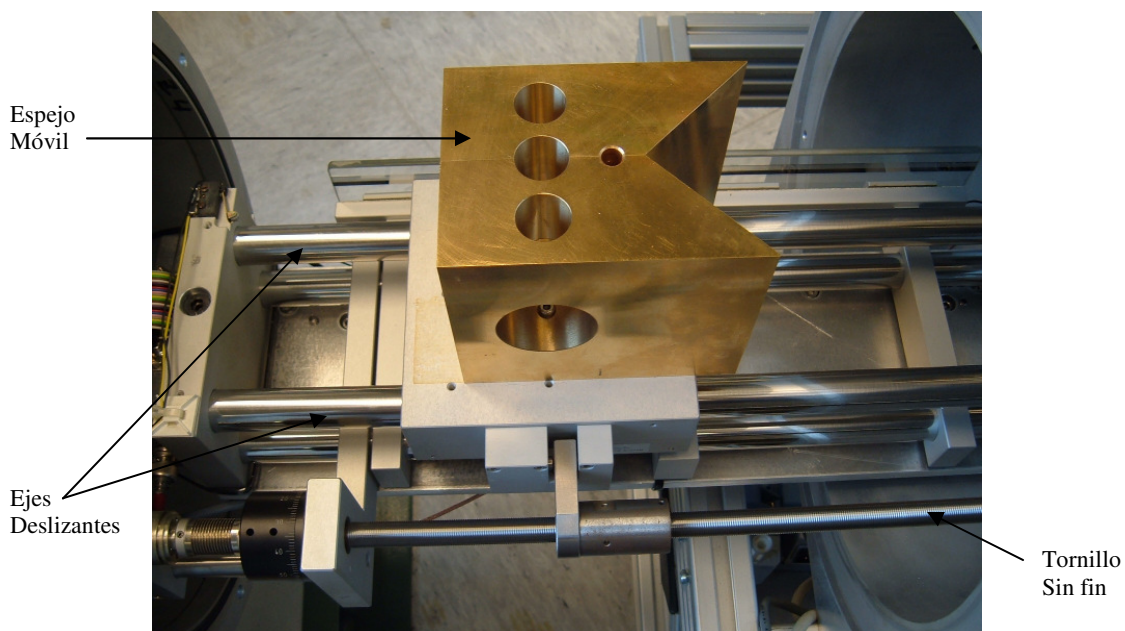


Figura (22). Espejo móvil, en sus ejes de deslizamiento y el tornillo sin fin (30 cm de longitud aproximadamente).

Mientras que el espejo se encontraba en movimiento en ambas direcciones, a su velocidad máxima ($\sim 300 \mu\text{m}/\text{seg}$), las partículas de polvo fueron retiradas haciendo presión sobre la rosca del tornillo con un paño seco. Análogamente, los ejes del espejo también fueron limpiados de esta manera. Posteriormente y de manera similar, pero con un paño que ha sido impregnado con muy pequeñas cantidades de la grasa, se fue aplicando una película delgada. El Movimiento del espejo de izquierda a derecha repetidamente, hace que la película de grasa se expanda uniformemente a lo largo de las superficies de los ejes y sobre la rosca del tornillo. Al terminar la lubricación, se colocó las coraza después de que el cojinete fue montado en el interferómetro. Finalmente los mecanismos se sometieron a prueba con el fin de evaluar la calidad de la lubricación.

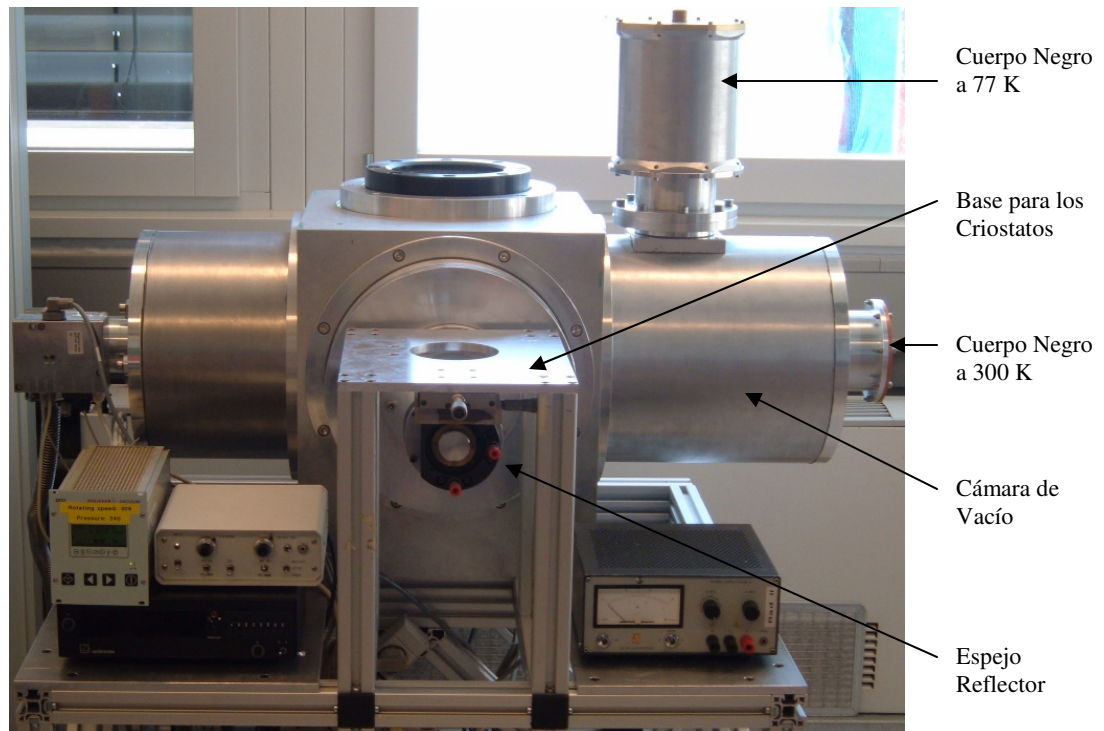


Figura (23). El Sistema Completo de Calibración.

El Interferómetro Martin-Puplett, con dos cuerpos negros a (77 y 300) K.

Bajo condiciones de alto vacío, inicialmente a 4.9×10^{-3} mbar, comenzamos la rotación del cojinete a frecuencia constante de 15 Hz. Los gases emitidos por las superficies de contacto y el calor por fricción en el cojinete, no produjeron ningún cambio en la presión interna del interferómetro durante al menos 8 horas continuas de operación. En el transcurso de este tiempo, observamos que la presión interna permanecía constante, ya que fue confirmada cuando la rotación del cojinete se detuvo y continuó inalterada de su valor inicial. Para verificar el funcionamiento del espejo y su mecanismo, se realizaron dos corridas a lo largo de sus ejes en dirección izquierda y derecha respectivamente, utilizando un generador de funciones (Agilent model 33220A) a una frecuencia de 10 mHz y amplitud de ± 1 volt, en 6 cm de trayectoria óptica y pasando por la posición central, la velocidad del espejo fue de $\sim 10 \mu\text{m}/\text{seg}$. En estas muestras se registraron en total 6000 pasos de dirección a intervalos de muestra (*sampling*) $h = 10 \mu\text{m}$. La continuidad y uniformidad sin anomalías en las señales, están mostradas en las Figuras (24) y (25).

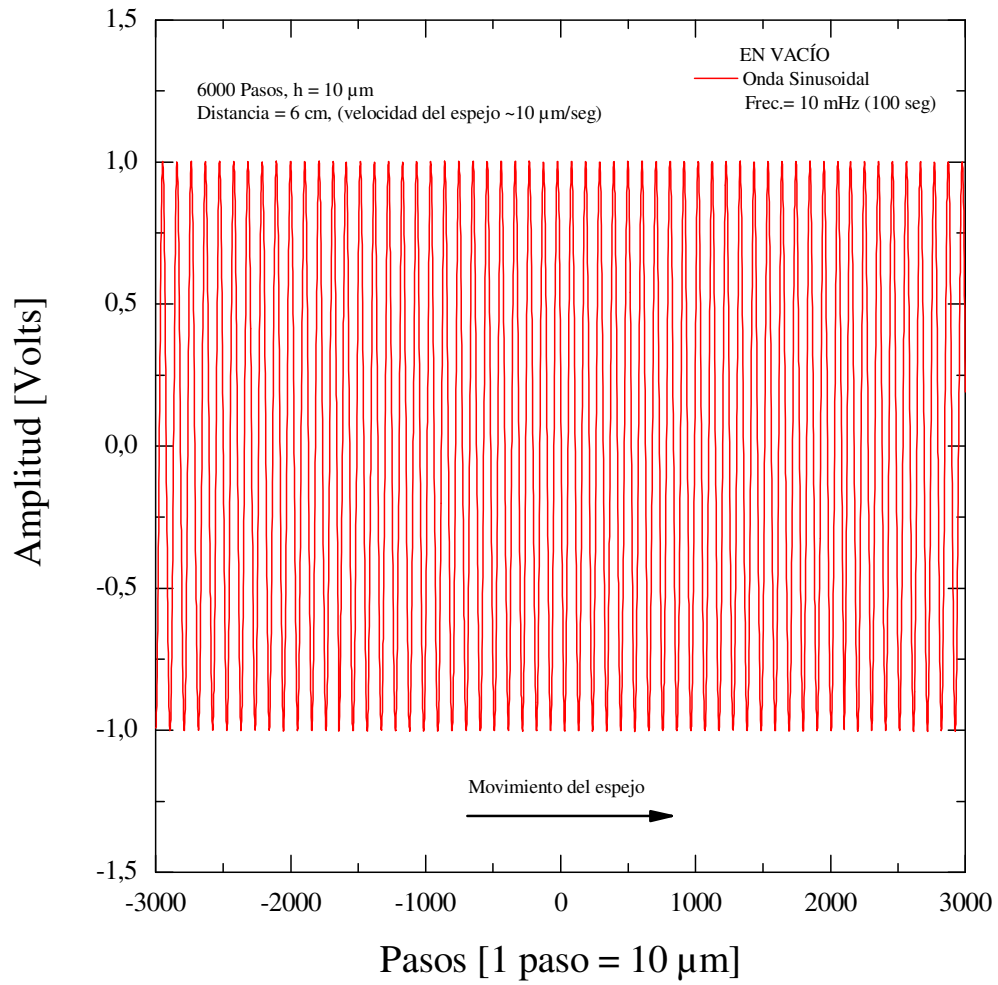


Figura (24). Señal de prueba, obtenida mediante un generador de funciones,
para confirmar la correcta operación del espejo móvil

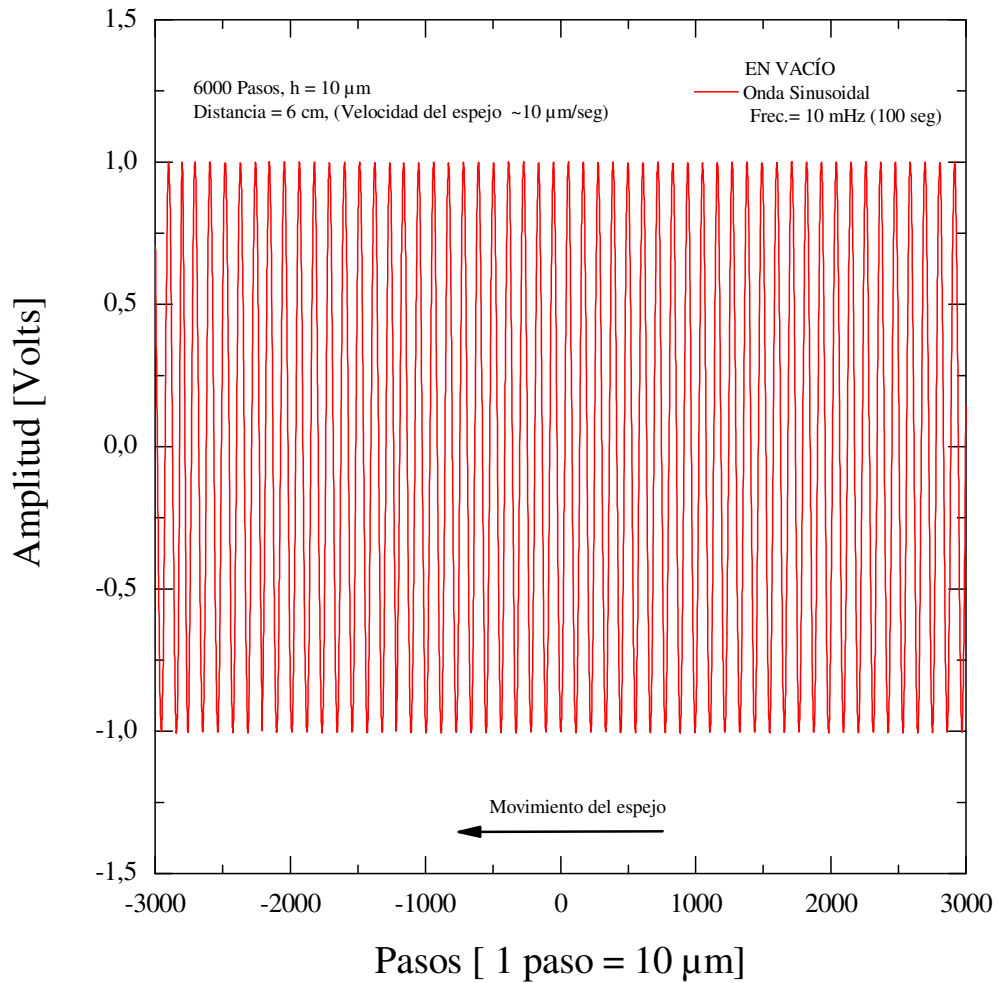


Figura (25). Lo mismo que en la Figura (24), pero con la dirección de movimiento opuesto.

En conclusión, podemos decir que la lubricación del cojinete, en los ejes deslizantes del espejo, así como en el tornillo sin fin, es la adecuada bajo estas condiciones de operación para nuestros propósitos de calibración. El sistema completo fue mostrado en la Figura (23), en el que los criostatos serán ubicados en la base de aluminio, sobre el espejo reflector-paraboloidal, para que los bolómetros sean probados.

6. PRUEBAS Y MEDICIONES DE CALIBRACIÓN

6.1. El Bolómetro

Ha sido explicado brevemente en la introducción de este trabajo, que los bolómetros para bajas temperaturas son mecanismos comúnmente utilizados como detectores de radiación en las regiones milimétrica y submilimétrica. Para efectos de calibración y pruebas de operación del interferómetro, utilizamos un bolómetro construido de acuerdo a la técnica de A.E. Lange et al.⁵⁰. Debido a que tiene alta sensibilidad, es fácil de usar y es adaptable a una amplia variedad de condiciones experimentales. Básicamente consiste de un absorbedor y un termómetro, perfectamente acoplados. El elemento termométrico (*termistor*) está pegado a un substrato de zafiro el cual tiene una película de metal absorbente en uno de sus lados. Esto proporciona un gran incremento en el área de absorción con tan solo un modesto incremento en la capacidad calorífica. La teoría predice que la radiación incidente desde el lado del zafiro con la interfase en la película de metal, debe ser absorbida con un 50 % de eficiencia, independientemente de la frecuencia. Este comportamiento ha sido verificado experimentalmente⁵¹. El absorbedor es calentado por la radiación electromagnética incidente, convirtiendo la energía de esta radiación en calor. Los cambios resultantes de temperatura son medidos por el termómetro. Cuando el absorbedor es calentado, la resistencia del termistor cambiará, generando una señal eléctrica. Los absorbedores y termistores, deben ser hechos con baja capacidad calorífica para producir el mayor incremento de temperatura por radiación incidente. La Figura (26), nos muestra la

estructura general de un bolómetro, el que nosotros utilizamos para realizar las primeras mediciones, tiene un termistor de germanio *NTD-Ge*, (*Neutron-Transmutation-Doped Germanium*), instalado en un criostato de ^4He que opera a 1.3 K.

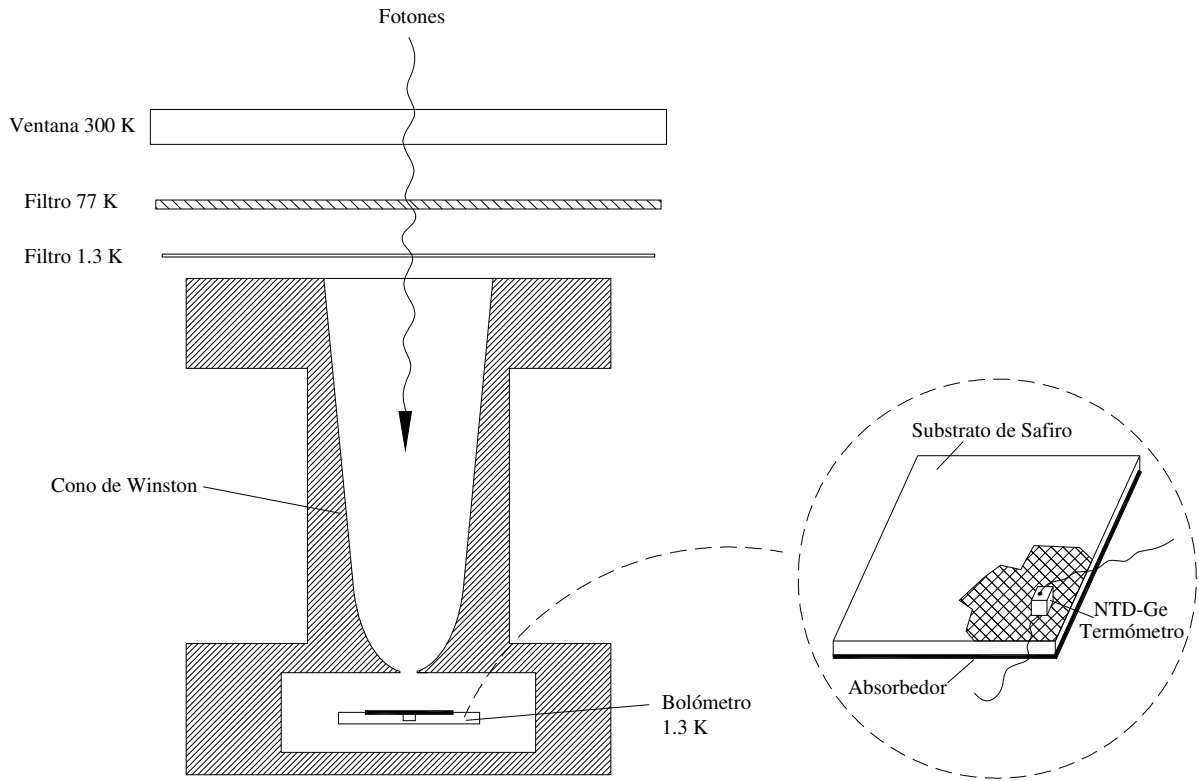


Figura (26). Principios generales de un bolómetro.

El termómetro de Germanio es soldado en la porción metalizada del sustrato de safiro⁵⁰.

6.2. Pruebas y Mediciones

La primera prueba fue hecha con el interferómetro al vacío y los cuerpos negros operando a (77 y 300) K respectivamente. Un interferograma completo, fue obtenido en una trayectoria óptica suficientemente grande (12 cm) para verificar su simetría.

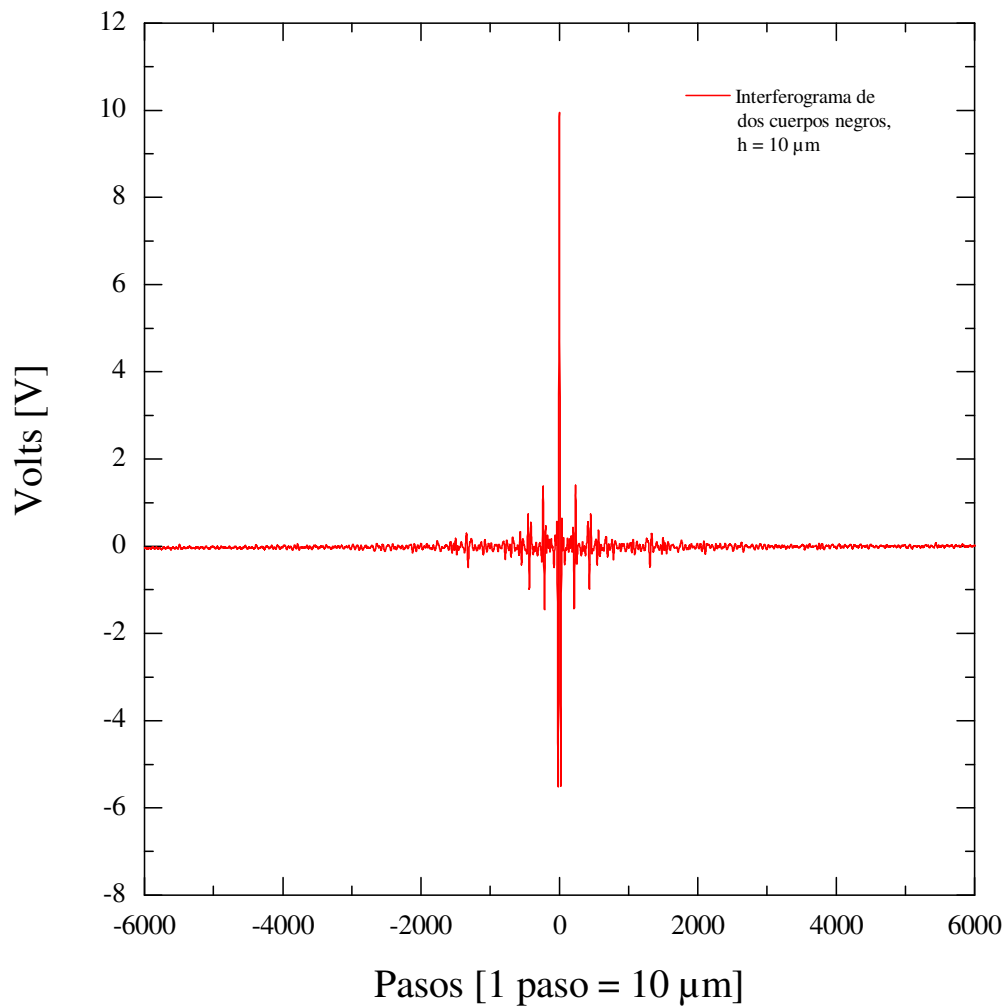


Figura (27). Primeros resultados experimentales. Un interferograma simétrico, obtenido con el interferómetro al vacío y los cuerpos negros operando a (77 y 300) K. Extendido desde $x = -6$ hasta $x = 6$ cm, con frecuencia de modulación de 15 Hz del modulador, pasos de dirección muestrales $h = 10 \mu\text{m}$ y velocidad del espejo $v = 10 \mu\text{m}/\text{seg}$.

Las mediciones fueron hechas solamente en una dirección pasando por la posición central del espejo, alcanzando la máxima intensidad en ~ 10 Volts. La Figura (27) nos muestra los primeros resultados experimentales. En la figura (28), observamos que el espectro total a frecuencias con número de onda k menor que 15 cm^{-1} muestra mayor intensidad medida con el interferómetro Martin-Puplett, que en los resultados previos, con un Espectrómetro Fourier-Bomen⁵² operando con un divisor de haz dieléctrico (100

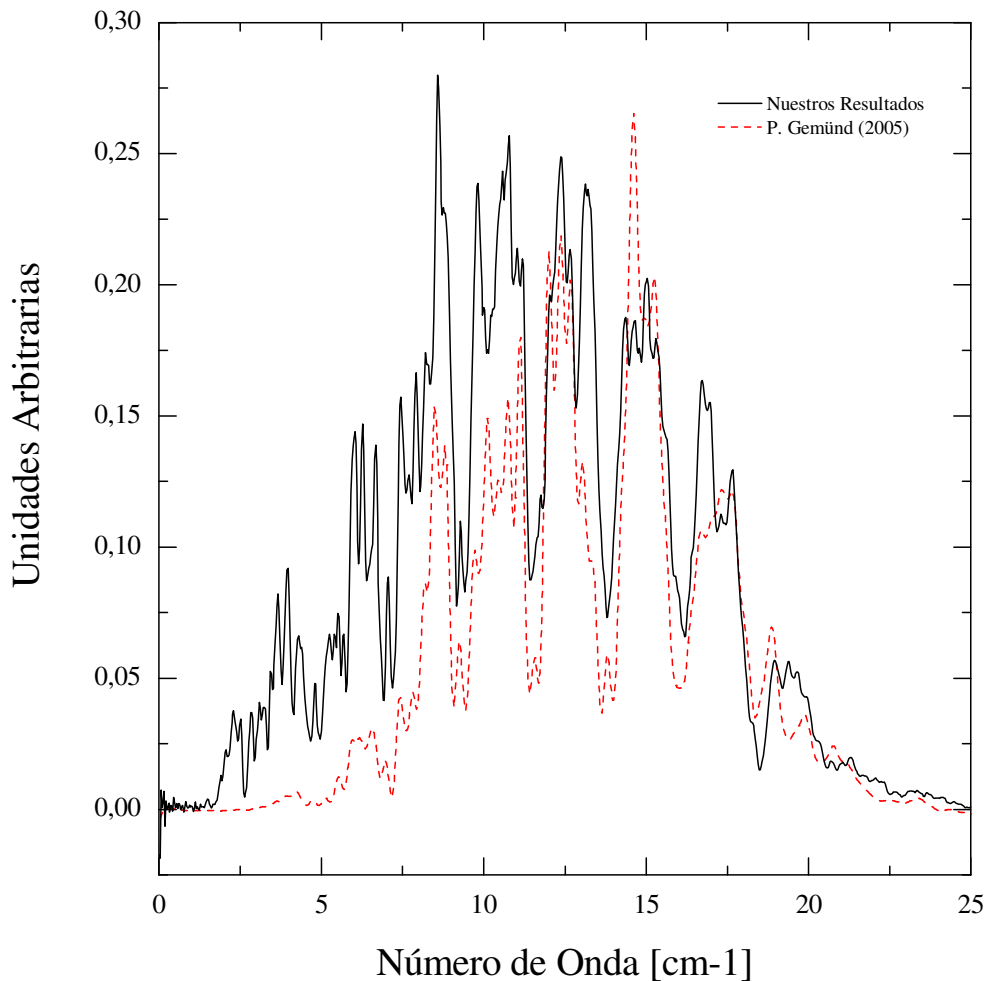


Figura (28). Respuesta Espectral del Bolómetro del Laboratorio.

En negro: con el interferómetro Martin-Puplett. En rojo: con el Espectrómetro Bomen.

μm BSP), obtenidos por H. P. Gemünd⁵³. Esto es debido a que el interferómetro Martin-Puplett tiene una eficiencia uniforme en el rango de frecuencias desde 0 Hz hasta el orden de los THz. En contraste, los Espectrómetros-Fourier con divisores de haz dieléctricos como el Bomen, tienen la mínima eficiencia a frecuencia cero.

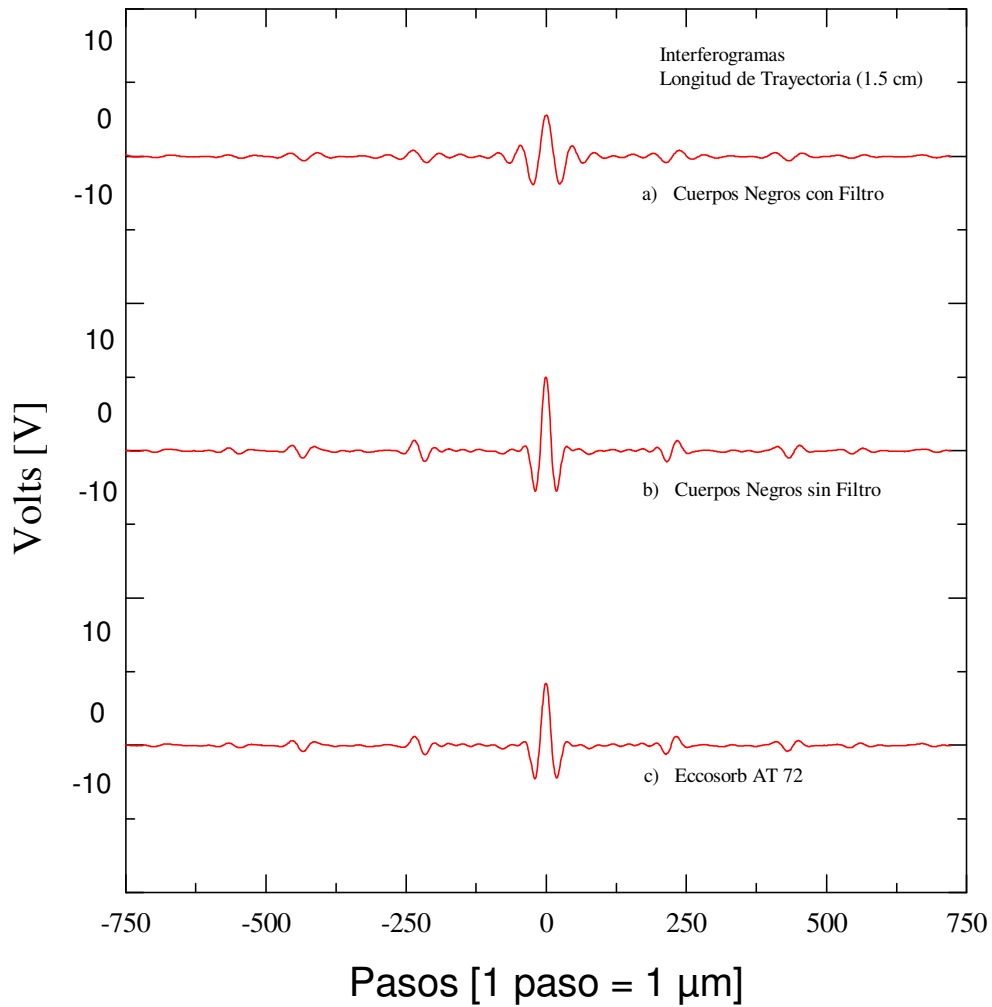


Figura (29). Tres interferogramas tomados con el interferómetro Martin-Puplett: a) y b) en condiciones de vacío, c) a presión atmosférica. Las máximas intensidades ocurrieron a (6, 10 y 8.5) Volts aproximadamente. Extendidos desde $x = -0.75$ hasta $x = 0.75$ cm, con frecuencia de modulación de 15 Hz del modulador, pasos de dirección muestrales $h = 10 \mu\text{m}$ y velocidad del espejo $v = 10 \mu\text{m}/\text{seg}$.

En otro experimento, tres mediciones fueron obtenidas en longitudes de trayectoria más pequeñas (1.5 cm), en la Figura (29) están indicados sus correspondientes interferogramas. La evaluación de sus espectros fue como sigue: a) Para los cuerpos negros con filtro de paso lento (Low Pass Filter , 0692/201), ubicado entre las ventanas del interferómetro y el criostato con frecuencia de corte en $\sim 15 \text{ cm}^{-1}$, la máxima intensidad registrada con este filtro fue de $\sim 6 \text{ Volts}$.

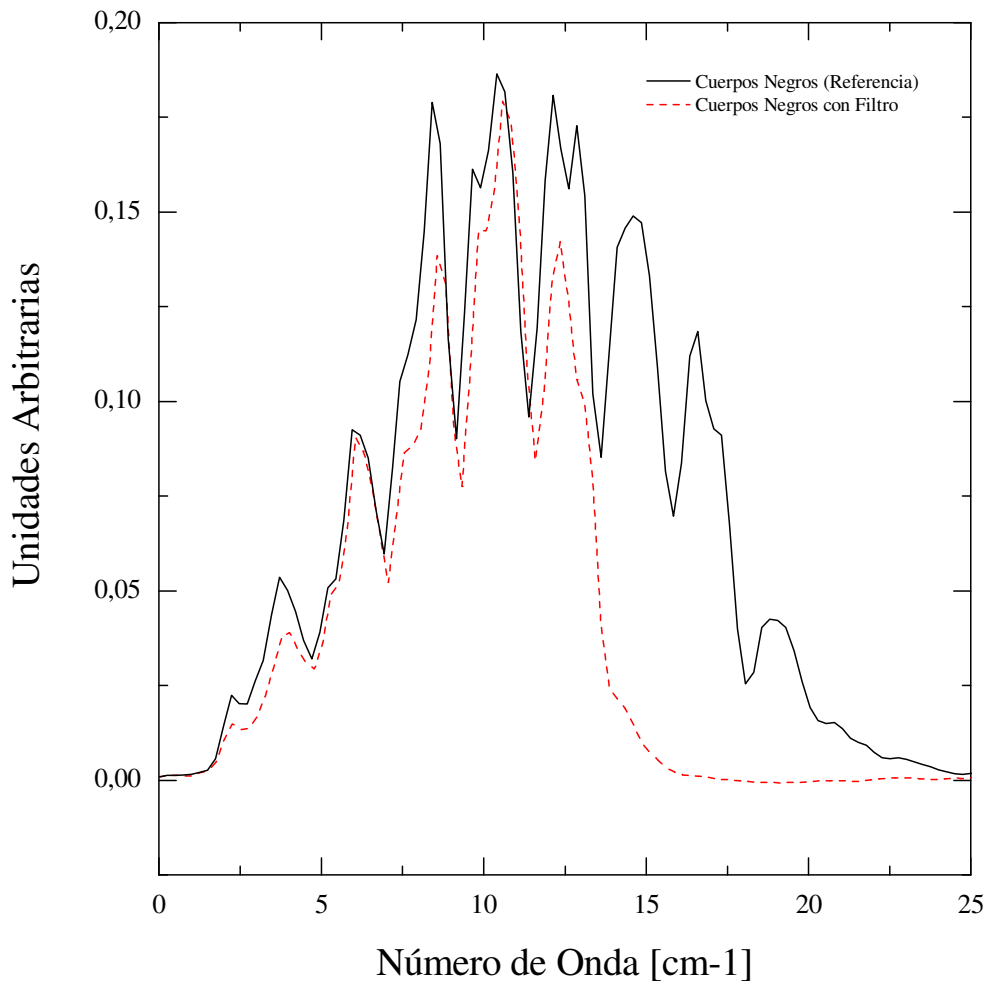


Figura (30). Espectro de referencia (en negro), comparado con el espectro obtenido con el filtro (en rojo).

Se observa la frecuencia de corte en $\sim 15 \text{ cm}^{-1}$.

b) Los cuerpos negros sin el filtro y tomados como referencia, mostraron la máxima intensidad, ~ 10 Volts. Ambos espectros están comparados en la Figura (30).

El espectro de transmission de la Figura (31), fue tomado calculando la razón entre los dos espectros anteriores. Se observa que nuestros resultados coinciden con los obtenidos por Gemünd obtenidos con el espectrómetro Bomem.

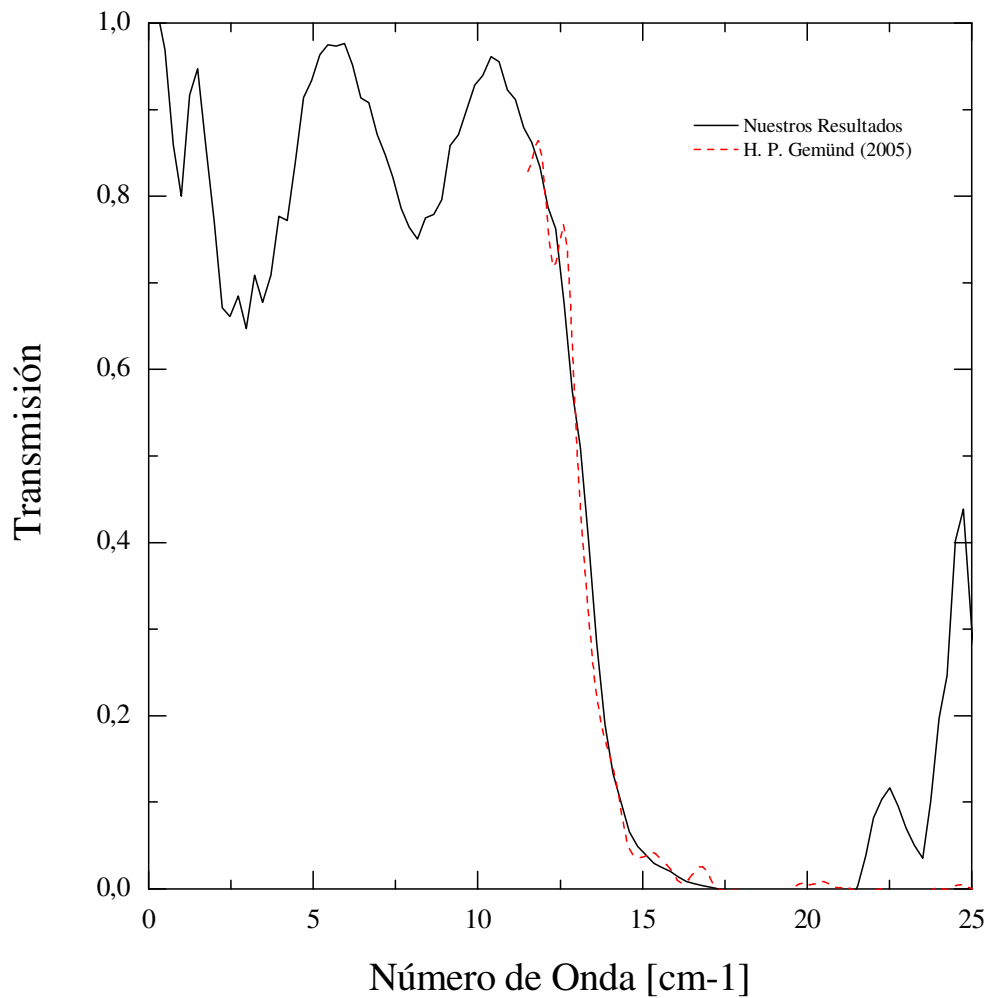


Figura (31). En rojo: el espectro de transmisión normalizado a 1 de un Filtro de paso lento (Low Pass Filter 0692/201), obtenido por H. P. Gemünd con un espectrómetro Bomem. En negro: nuestros resultados.

c) Reemplazando el cuerpo negro de 77 K por otro, utilizando un disco absorbente (Eccosorb AT 72), enfriado con Nitrógeno líquido a presión atmosférica, la máxima intensidad de este interferograma fue ~ 8.5 Volts, ver Figura (29). Esta fuente se puso en el fondo de una caja de poliestireno, llena de Nitrógeno líquido. Fue colocada por encima del polarizador rotatorio, sobre una ventana de polietileno UHMW (Ultra High Molecular Weight) de 1 cm de espesor. En este experimento no fue posible evitar que las

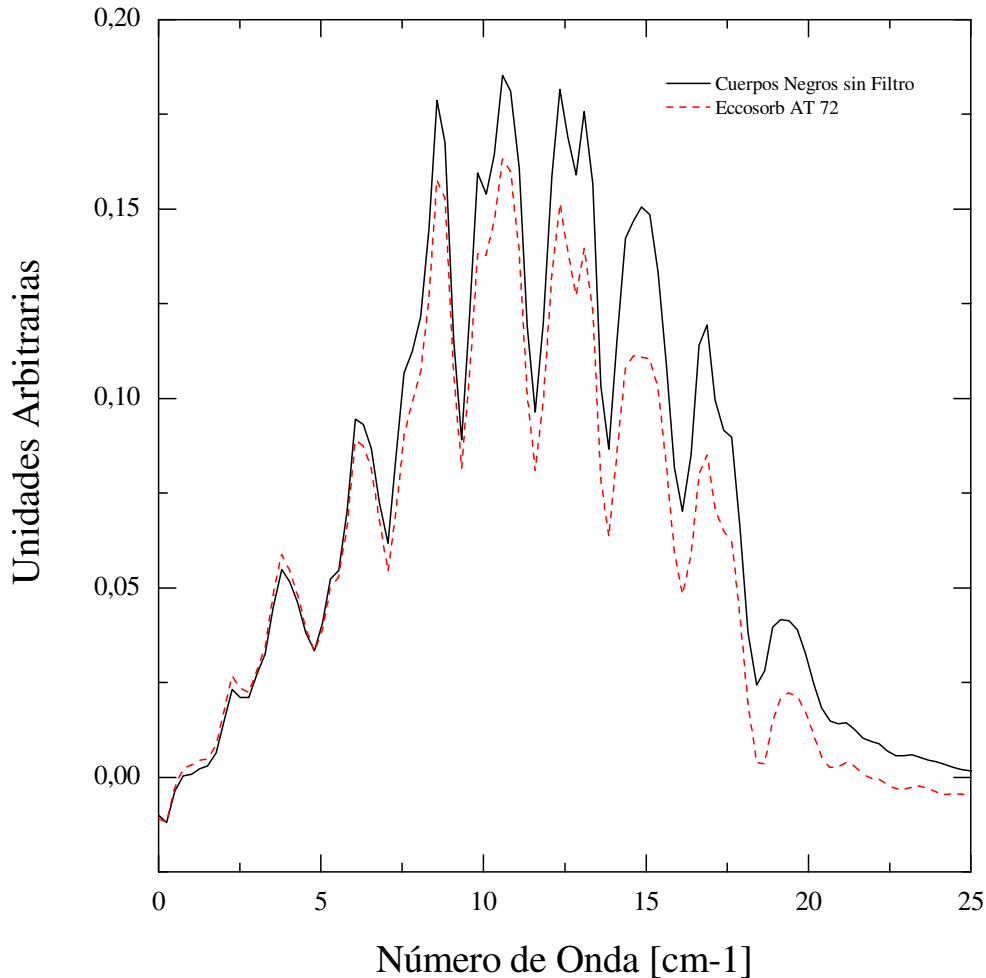


Figura (32). Espectro de Referencia comparado con el espectro de un disco absorbente (Eccosorb Disc AT 72) a presión atmosférica.

mediciones se tomaran con hielo formado en la superficie exterior de la caja, generado por la condensación del vapor de agua en el aire. El espectro correspondiente está indicado en la Figura (32) y comparado con el espectro de referencia.

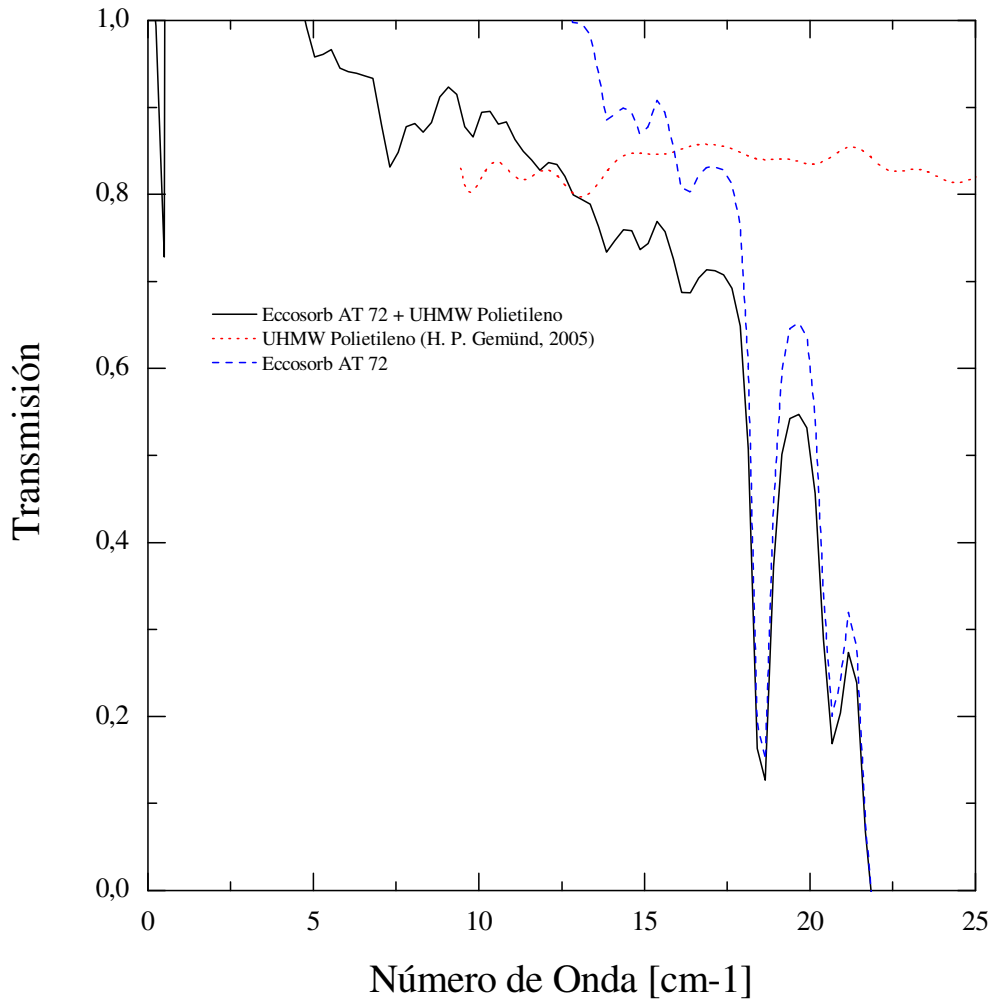


Figura (33). En rojo: El espectro de transmisión normalizado a 1, para la ventana de polietileno UHMW de 1 cm de espesor, obtenido por H. P. Gemünd. En negro: Nuestros resultados al calcular el cociente entre el disco absorbente (Eccosorb AT 72 + la ventana de polietileno) y el espectro de referencia. En azul: El espectro del disco absorbente, corregido de la contribución de la ventana de polietileno.

Con el fin de observar las líneas de transmisión, calculamos la razón entre los dos espectros; los resultados son mostrados con líneas azules discontinuas en la Figura (33). El espectro de transmisión de la ventana de polietileno es indicado con la línea punteada en rojo. Estas medidas también fueron proporcionadas por H. P. Gemünd obtenidas con el espectrómetro Bomem; el espectro está normalizado a 1.

Finalmente procedimos a realizar una medida con un *Arreglo de Bolómetros de Prueba* compatible con el diseño de *LABOCA*.

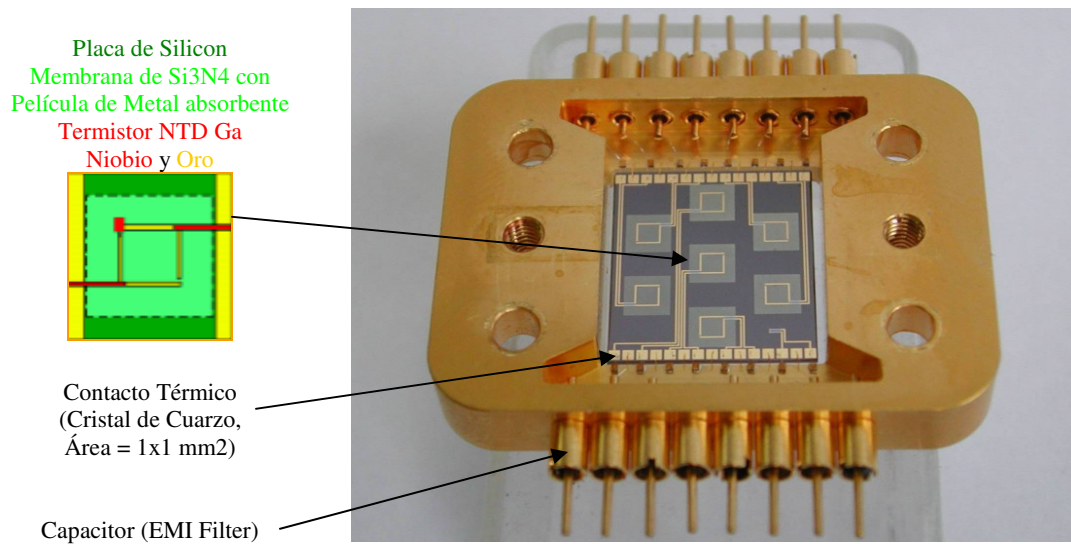


Figura (34). *Arreglo de Bolómetros de Prueba* con termistores superconductores³. Los termistores se encuentran en la esquina del anillo de Oro en el centro del diafragma. La buena conducción de calor del anillo de Oro, hace que todos los fonones producidos contribuyan al calentamiento del termistor. En la placa hay líneas de Niobio, las cuales excepto en el diafragma, son retiradas junto con las de Oro. Hacia afuera, las películas de Oro y Aluminio aseguran el contacto térmico y las conexiones eléctricas. El arreglo exagonal de las celdas tiene un espaciamiento de 5.5 mm.

Este arreglo consiste de siete bolómetros superconductores *VSB (Voltage-biased Superconducting Bolometer)*^{54, 55}, con termistores elaborados con doble capa de

Molibdeno y aleación de Oro-Paladio (Figura 34), operando a 0.3 K con un refrigerador de absorción de ^3He . La señal del bolómetro fue adquirida mediante un sensor de corriente *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Device*)⁵⁶ montado en la placa fría del criostato de ^4He a temperatura aproximada de 1.5 K. El conjunto experimental es mostrado en la Figura (35). La cámara de los bolómetros con el arreglo de conos se encuentra en la parte superior del refrigerador, ambos elementos están sobre la placa fría del criostato de ^4He . El soporte del *SQUID* puede verse a la derecha, sin su cubierta para radiaciones².

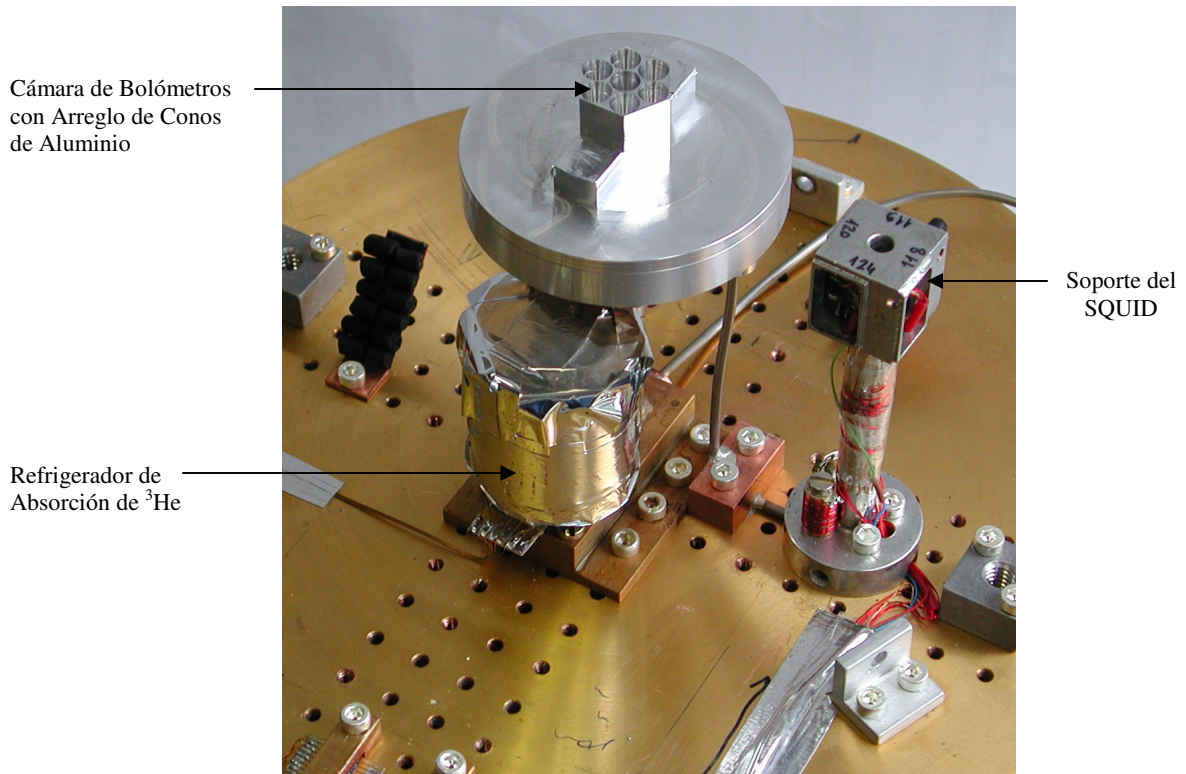


Figura (35). Conjunto Experimental para el Arreglo de Bolómetros de Prueba y el *SQUID*.

Con el fin de probar la respuesta del bolómetro, se tomó un interferograma completo en una trayectoria óptica grande (30 cm), obteniendo muy buena simetría (ver

Figura 36). Para este experimento, sólo un bolómetro con un canal fueron probados, debido a que es obvio que todos los bolómetros tienen una respuesta similar.

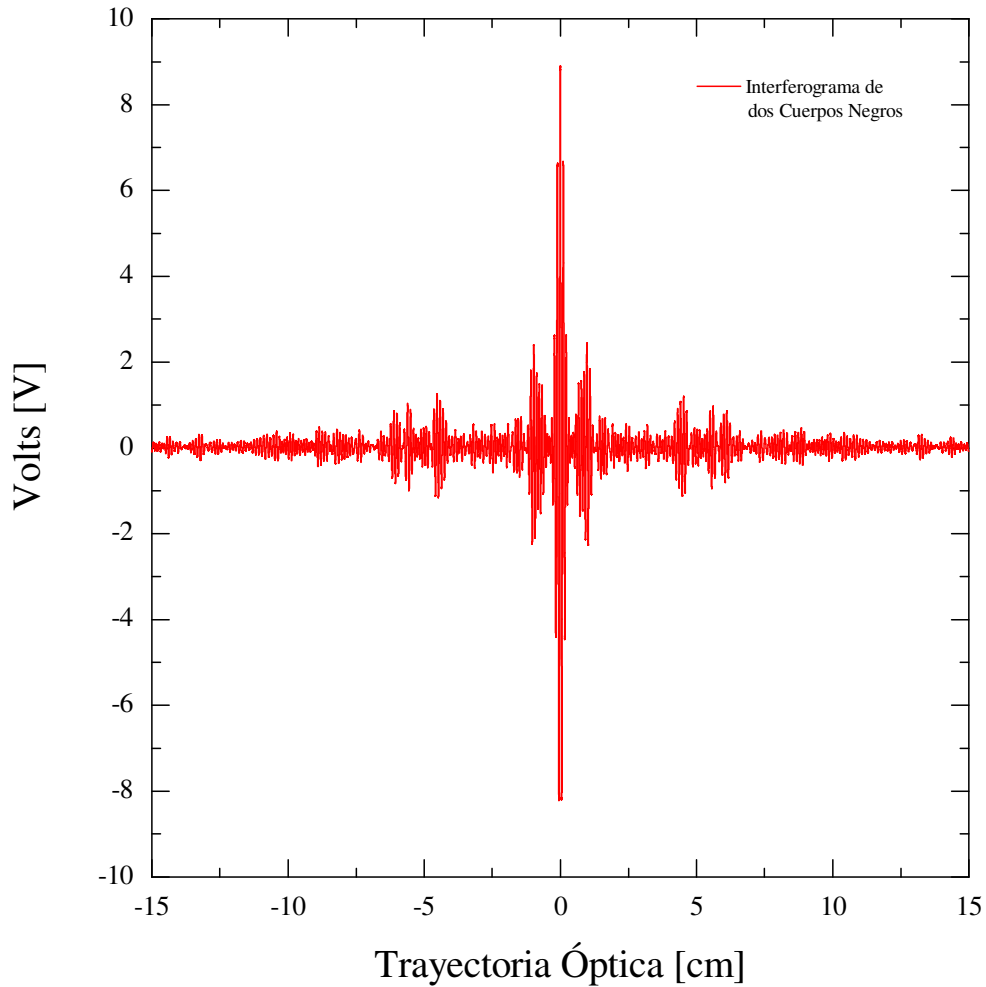


Figura (36). Resultados Experimentales. Un interferograma simétrico obtenido con el interferómetro Martin-Puplett al vacío, con dos cuerpos negros operando a (77 K and 300) K. Utilizando un bolómetro superconductor (*VSB*) y un sensor de corriente *SQUID*. Extendido desde $x = -15$ to $x = 15$ cm, con frecuencia de modulación de 15 Hz del modulador, pasos de dirección muestrales $h = 10 \mu\text{m}$ y velocidad del espejo $v = 10 \mu\text{m}/\text{seg}$.

La respuesta espectral fue calculada empleando el método de la transformada de Fourier, *FFT* (*Fast Fourier Transform*), utilizando el software *Origin 7.0*. Nuestros

resultados están mostrados en la Figura (37). Podemos observar como el espectro es cortado en $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$, lo que corresponde en buen acuerdo con los $\sim 870 \mu\text{m}$ de longitud de onda que estábamos esperando para el diseño de *LABOCA*.

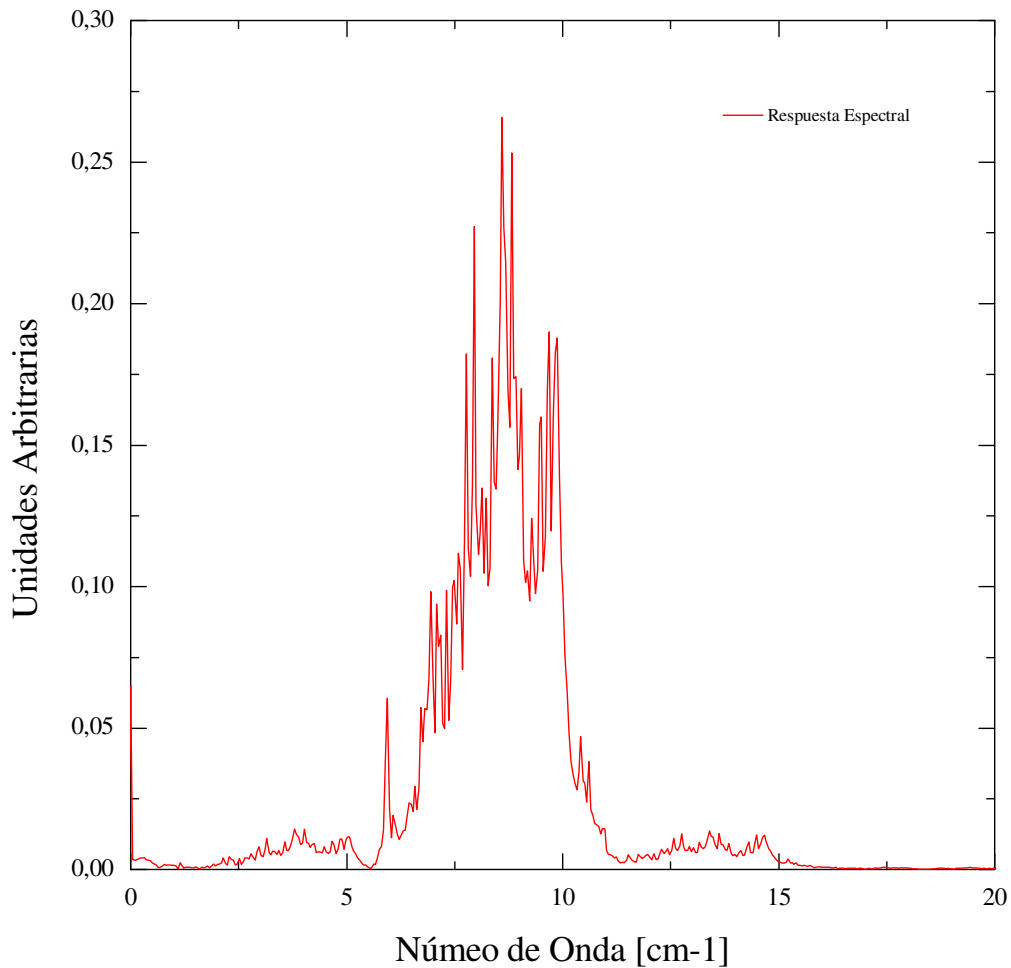


Figura (37). Respuesta Espectral del Arreglo de bolómetros de Prueba, calculado con el método de FFT.

Una profunda evaluación de estos experimentos, han confirmado el mejoramiento del Interferómetro Martin-Puplett. Todos los interferogramas y espectros, tomados de

nuestros cuerpos negros diseñados y operando en ambiente de alto vacío, han demostrado que tienen mayores ventajas que las fuentes externas, operando en condiciones atmosféricas, tales como el Eccosorb AT 72 inmerso en una caja de poliestireno con Nitrógeno líquido. Una de las ventajas más importantes para este sistema de calibración podría ser: que nos permite obtener interferogramas con grandes longitudes de trayectoria óptica, evitando las complicaciones en las mediciones debido a la absorción por el vapor de agua en la atmósfera. Nos proporciona también una eficiencia más alta y uniforme para frecuencias desde 0 Hz hasta el rango de los THz.

Por lo tanto con todos los resultados mostrados anteriormente, hemos alcanzado los propósitos establecidos al comienzo de esta investigación.

7. CONCLUSIONES

El cristal de cuarzo ha sido considerado como un buen conductor térmico y un excelente aislante eléctrico, para muchas aplicaciones científicas. Hemos visto que a temperaturas menores que 1 K, el número de los fonones térmicamente excitados es muy pequeño. No hay un gran esparcimiento importante y los fonones que conducen el calor son esparcidos únicamente por los defectos del cristal o por los defectos de frontera. Debido a que a bajas temperaturas, la longitud de onda de los fonones dominantes es más grande que el tamaño de las imperfecciones de las celdas y que la trayectoria libre media para el transporte de los fonones, es en general tan grande como la dimensión más grande de la muestra; esto tiene como consecuencia que la conductividad térmica debido al transporte de fonones alcance el máximo. Estas condiciones son esenciales y requeridas para fabricar pequeños mecanismos que sirvan como contactos térmicos y encontrar buenas aplicaciones en los arreglos de bolómetros.

Varios tipos de contactos térmicos compactos, compatibles con los del diseño de *LABOCA*, fueron construidos y caracterizados experimentalmente. La conductividad térmica de una muestra de cristal de cuarzo fue calculada y los resultados encontrados coincidieron con los de la literatura. El estudio de varios tipos de agentes de unión en los contactos térmicos, ha mostrado que hay un gran efecto en la conductancia térmica total de los contactos. Observamos que a menos de 1 K, la conductancia térmica para un contacto intercalado entre el epóxico Epo-Tek H20E es más alta, comparada con el Epo-Tek H74F y con la Soldadura de aleación de Aluminio. Esto puede ser debido a que por el hecho de que a bajas temperaturas, la contribución en la conductividad electrónica del

Indio disminuye al pasar de su estado normal al estado de superconductor. Encontramos también que cada uno de los 295 pequeños cristales en *LABOCA*, con área de contacto = $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ unido con el Epo-Tek H20E, tiene una conductancia térmica $K = 0.00013T^{2.37144} \text{ [W/K]}$. Estos contactos térmicos mostraron la conductancia más alta de las tres muestras elaboradas. Una ventaja adicional que ofrecen éstos epóxicos, es su aplicación, ya que es relativamente fácil y puede ser hecha a temperaturas menores que a las de la Soldadura de Indio. Un contacto térmico con una capa delgada de Stycast 2850FT fue caracterizado con el mismo procedimiento. Cuando los resultados fueron reducidos a las dimensiones iguales que las muestras de cristal, encontramos que su conductancia era más baja. Las contribuciones para cada uno de los agentes de unión fueron calculadas y comparadas en la Figura (11); se observó que los resultados de los epóxicos Epo-Tek H20E y Epo-Tek H74F, no pudieron ser ajustados por la ley de potencias. De igual manera fue calculada la conductancia de uno de los 295 capacitores EMI Filter, que están incorporados en el diseño de *LABOCA*, encontrando que $K = 0.00002T^{2.30725} \text{ [W/K]}$ y se comparó con las de los contactos térmicos. Por último, en esta parte, medimos la conductancia térmica de un contacto térmico compuesto por una banda de cable de 50 alambres de Manganese. Debido a que la banda de cable está pegada en el disipador de calor de Cobre, encontramos que su contribución puede ser considerada despreciable.

Grandes mejoras para el interferómetro Martin-Puplett fueron implementadas. Con el fin de trabajar en ambientes de alto vacío y disminuir la razón de evaporación de los lubricantes en los mecanismos internos, se encontró una excelente grasa-lubricante para vacío. Fue utilizada en el cojinete que soporta al polarizador rotatorio, en los ejes

deslizantes del espejo y en el tornillo sin fin que producen el movimiento del espejo. Este tipo de lubricante permite una lubricación por largo tiempo, reduciendo el desgaste por fricción y evitando la contaminación producida por evaporación. La grasa que utilizamos para estos propósitos fue 05043-CF; Braycote Micronic 803 cuya razón de evaporación es menor que 5×10^{-11} [g cm⁻² sec⁻¹] medida a temperatura de laboratorio.

Dos cuerpos negros fueron construidos y adaptados al interferómetro, operando a (77 y 300) K respectivamente. La capa negra absorbente que los constituye, fue hecha a base de Stycast 2850FT, carbón y granos de vidrio para producir una reflexión difusa en las superficies de las cavidades. La emisividad de estos cuerpos negros fue calculada utilizando la ecuación de Gauffé, con la ayuda de los valores proporcionados por J. Bock ($\rho \sim 0.1$ para frecuencias de 10 cm⁻¹ y $\rho \sim 0.075$ para frecuencias de 20 cm⁻¹), obtenidos a temperatura ambiente para la reflectividad de esta capa. Con estos datos, encontramos que $\epsilon_0 \cong 0.9952$ para 10 cm⁻¹ y $\epsilon_0 \cong 0.9966$ a 20 cm⁻¹ respectivamente.

Para confirmar la funcionalidad de los mecanismos internos del interferómetro, operando en condiciones de vacío, se realizaron dos pruebas después de la lubricación en ambas direcciones de izquierda a derecha y viceversa. Con un generador de funciones, se obtuvo una onda senoidal a 10 mHz y ± 1 Volt de amplitud. La señal fue registrada y graficada para cada corrida en una trayectoria simétrica de 6 cm pasando por la posición central. Los intervalos muestrales fueron de 10 μ m y la velocidad del espejo ~ 10 μ m/seg. La continuidad y uniformidad de los interferogramas sin anomalías, nos han permitido efectuar las medidas de calibración. Utilizamos un bolómetro semiconductor con un termistor hecho de germanio, *NTD-Ge* (*Neutron-Transmutation-Doped Germanium*), instalado en un criostato de ⁴He y operando a 1.3 K. Tres experimentos fueron realizados

en pequeñas trayectorias ópticas y uno relativamente grande, mostrando simetría y por lo tanto buenos espectros. Finalmente calculamos la respuesta espectral de un *Arreglo de Bolómetros de Prueba* compatible con el diseño de *LABOCA*, el cual consistió de siete bolómetros superconductores (*VSB*) operando a 0.3 K. La señal del bolómetro para obtener un interferograma en una trayectoria grande, fue adquirida mediante un sensor de corriente superconductor *SQUID*. Los resultados mostraron que el espectro se corta a $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$, lo que corresponde en buen acuerdo con los $\sim 870 \mu\text{m}$ de longitud de onda esperados para *LABOCA*.

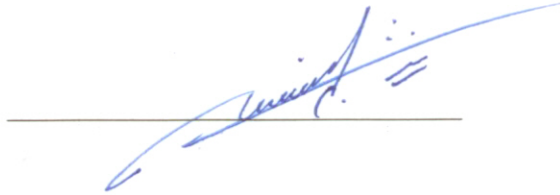
En resumen, hemos visto que todos los resultados presentados en este trabajo, demuestran que el mejoramiento del interferómetro Martin-Puplett es confiable y listo para las medidas de calibración real del y los arreglos de bolómetros. Por lo tanto, hemos alcanzado los propósitos establecidos al principio de esta investigación.

ENGLISH VERSION

Doctoral Thesis

By:

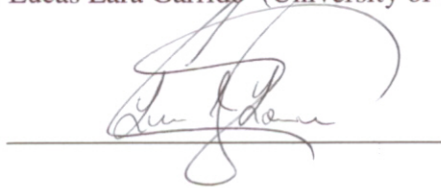
Angel Enrique Sánchez Colín



Director of Thesis: Dr. Ernst Kreysa (Max-Planck Institute for Radio Astronomy,
Bonn- Germany).



Tutor: Dr. Lucas Lara Garrido (University of Granada, Spain).



Abstract

Since the early 1990's, members of the Max-Planck Institute for Radio Astronomy (MPIfR) in Bonn, Germany, have been developing radiometers based on bolometer arrays for astronomical continuum observations at millimeter and submillimeter wavelengths. Under the submillimeter range, we understand that part of the electromagnetic spectrum, with wavelengths between [0.1 – 1 mm]. This corresponds to the wave number interval of [10 – 100 cm⁻¹] and frequencies from [0.3 - 3 THz]. The new bolometer array with 295 bolometers, *LABOCA* (*Large Bolometer Camera*), operating at 0.3 K, will represent the most sensitive continuum detector array at wavelengths of 870 μm . It will be installed later this year, on the submillimeter telescope of 12m diameter for the *APEX's* project (*Atacama Pathfinder Experiment*), placed on the same site for the *ALMA's* project (*Atacama Large Millimeter Array*), in Chajnantor-Chile. *LABOCA* operates at wavelengths where there is significant absorption by water vapor in the earth's atmosphere. Therefore and because of its large size, there is a large heat load by thermal background radiation and conduction via the signal wires. All astronomical bolometers require be tested, characterized and be submitted to calibration measurements under laboratory conditions, before being installed at the telescope. Especially important in this respect is the knowledge of their spectral response.

This thesis addresses two problems, by searching for improved thermal contacts (*thermal shunts*) and by developing submillimeter *blackbodies* that can be operated in an evacuated spectrometer for calibration purposes.

Because of its working principle, a cryogenic thermal detector needs to be very well protected from extraneous thermal loads. For this purpose thermal shunts are required. Thermal shunts are devices that combine high thermal conductivity with perfect electrical insulation.

One task of this thesis is to develop compact thermal shunts that are compatible with the design of *LABOCA*.

The thermal conductance in all materials drop fast below 1 K, therefore an experimental challenge is presented by having to measure small thermal conductances with minimal electrical power dissipation.

Several versions of thermal shunts were built and characterized experimentally by the *steady state heat flow method* at temperatures of (4.2 and 1.3) K in a ⁴He-cryostat and at 0.3 K in a ³He refrigerator. The relatively large temperature range of our data allows a deeper understanding of the physical processes that are at work in each device.

There is no simple coating that has high absorption and therefore high emissivity over the whole submillimeter band of wavelengths. For calibration purposes, a thermal

source with an emissivity close to one can be constructed by applying a moderately good absorbing layer inside a cavity, which then constitutes a blackbody.

Two blackbody sources were developed and adapted to a *Martin-Puplett Interferometer* that serves as a spectral calibration system in the bolometer laboratory of the MPIfR. The sources operate conveniently at (77 and 300) K.

High vacuum conditions are maintained in the interferometer in order to avoid measurement artifacts due to atmospheric water absorption and to reduce the boil-off of the liquid Nitrogen from the blackbody at 77 K. However operation under these conditions implies finding lubricants that are suitable for use in high vacuum for the mechanisms inside the interferometer, like the slides and the large spindle for the moving mirror. Especially critical in that respect is a large ball bearing that supports a fast rotating wire-grid polarizer, acting as a modulator for both.

For testing the calibration system, we used a semiconductor bolometer with a thermistor made of *NTD-Ge (Neutron-Transmutation-Doped Germanium)*, installed in a ^4He cryostat operating at 1.3 K.

Finally we computed the spectral response of a *Test Bolometer Array* which is compatible with the design of *LABOCA*. Consisting of seven *Voltage-biased Superconducting Bolometer (VSB)*, operating at 0.3 K. The bolometer signal to obtain a large pathlength interferogram was acquired by a *Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)*. Both mounted on the cold plate of a ^4He cryostat operating at 1.3 K.

The interferograms that were taken and their corresponding spectra confirmed the full functionality of the interferometer.

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Since the early 1990's, members of the Max-Planck Institute for Radio Astronomy (MPIfR) in Bonn, Germany, have been developing radiometers based on *bolometer arrays* for astronomical continuum observations at millimeter and sub-millimeter wavelengths^{1,2}. Under the sub-millimeter range, we understand that part of the electromagnetic spectrum with wavelengths between [0.1 – 1 mm]. This corresponds to the wave number interval of [10 – 100 cm⁻¹] and frequencies from [0.3 - 3 THz], as is indicated on Figure (1). The new bolometer array, *LABOCA (Large Bolometer Camera)*³ with 295 bolometers, operating at 0.3 K, will represent the most sensitive continuum detector array at wavelengths of 870 μm .

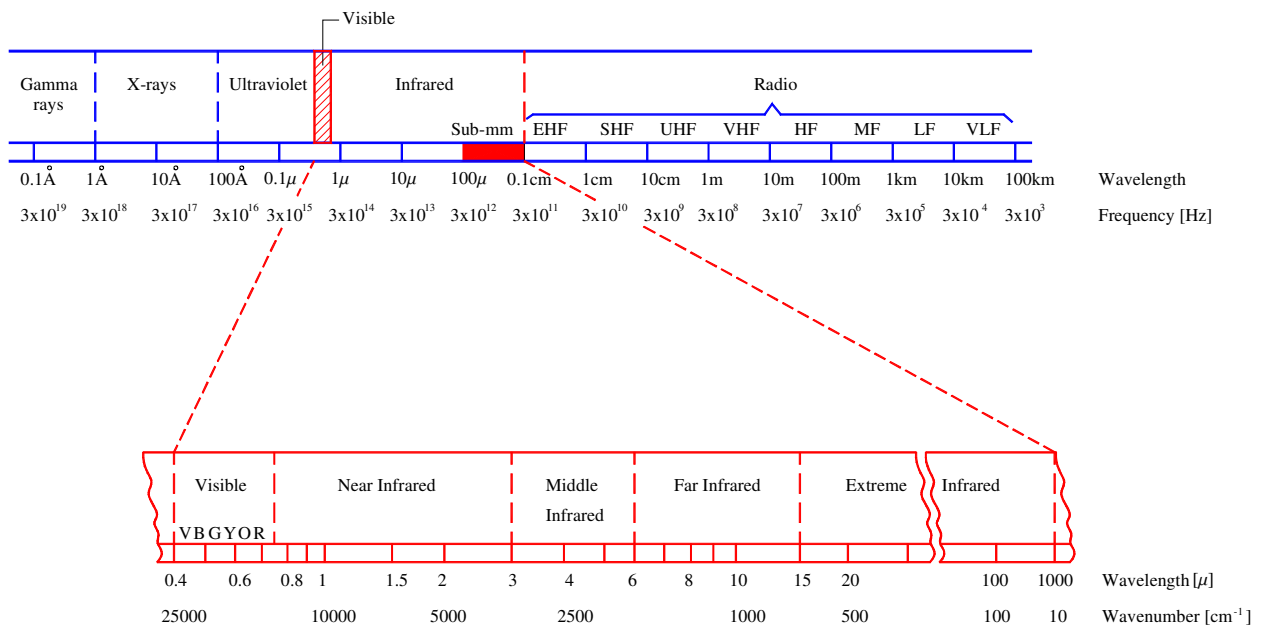


Figure (1). The Electromagnetic Spectrum

Most systems for the sub-millimeter range must to be cooled to at least to 0.3 K, by a ^3He sorption refrigerator, in combination with a pumped ^4He cryostat, or by another cooling system. All astronomical bolometers require be characterized, tested and be submitted to calibration measurements under laboratory conditions, before being installed at the telescope. Especially important in this respect is the knowledge of their spectral response.

One of the purposes on this thesis is the improvement for the calibration system, which consists in a *Martin-Puplett interferometer*. The calibration technique relies on spectral response measurements made with the interferometer and responsivity measurements made with a cooled blackbody in combination with another at room temperature. The best precision can be achieved by restricting the blackbody temperatures to that range which places the blackbody spectrum predominantly within the detector's sensitive spectral region. For this respect, two sub-millimeter *blackbody* sources were developed to operate at (77 and 300) K respectively. These temperatures are easy to obtain; one by means of contact with liquid Nitrogen, which at atmospheric pressure its boiling point is ~ 77.2 K; and by the temperature in the laboratory. Both sources were adapted in the interferometer to operate in high vacuum conditions.

Even though, there is no simple coating that has high absorption and therefore high emissivity over the whole sub-millimeter band of wavelengths, a thermal sources with an emissivity close to one could be constructed by applying a moderately good absorbing layer inside a cavity, which then constitutes the blackbody.

High vacuum conditions are maintained in the interferometer in order to avoid measurement artifacts due to atmospheric water absorption and to reduce the boil-off of

the liquid Nitrogen from the blackbody at 77 K. Under these conditions however, care has to be taken to avoid molecular contamination by degassed materials that can condense on the optics. Therefore, it is essential to find vacuum lubricants; that means such with low vapor pressure, for all mechanisms inside the vacuum chamber.

For testing the calibration system, we used a semiconductor bolometer with a thermistor made of *NTD-Ge* (*Neutron-Transmutation-Doped Germanium*), installed in a ^4He cryostat operating at 1.3 K. Several interferograms were taken and their corresponding spectra confirmed the full functionality of the interferometer. Therefore we computed the spectral response of a *Test Bolometer Array* which is compatible with the design of *LABOCA*. Consisting of seven *Voltage-biased Superconducting Bolometer* (*VSB*), Operating at 0.3 K. The bolometer signal to obtain a large pathlength interferogram was acquired by a *Superconducting Quantum Interference Device* (*SQUID*).

Another purpose on this thesis is to determine the thermal conductivity of different *thermal shunts* as a function of temperature. Because of its working principle, all cryogenic thermal detectors need to be very well protected from extraneous thermal loads on the moment when they are operating, normally at temperatures below 1 K. For this purpose thermal shunts are required. A thermal shunt is a device which combines a very low thermal resistance with perfect electrical insulation. Placed between a source of heat, and a heat sensitive device, like a bolometer, it will prevent the heat reaching the sensitive device. Several versions of thermal shunts were built and characterized experimentally by the *steady state heat flow method* at temperatures of (4.2 and 1.3) K in a ^4He -cryostat and at 0.3 K in a ^3He refrigerator. The relatively large temperature range

of our data allows a deeper understanding of the physical processes that are at work in each device. The determination of thermal properties for the thermal shunts at low temperatures, in general requires some degree of thermal isolation of the materials from its surroundings. The degree of isolation must be sufficient to meet the demands of temperature control, temperature measurements, and the available refrigerating capacity of the coolant. These conditions imply that a good cryostat is absolutely essential for successful measurements of the heat transfer that will take place between the specimen and its surroundings. In each cryostat one needs wires to carry signals from room temperature to the low-temperature part, and back. For low-current leads in our experiments, we used Manganin wire ($\rho_{300\text{ }^\circ\text{K}} = 55.9\ \Omega/\text{m}$, $\rho_{4.2\text{ }^\circ\text{K}} = 45\ \Omega/\text{m}$) because it has low thermal conductivity and small temperature dependence of their electrical resistivity.

The main isolation of cold parts from warm parts is provided by vacuum. Therefore, a good vacuum practice is very useful, such as soldering, welding and leak detection techniques. These techniques are very important because the cryogenic equipments can experience extreme mechanical stresses due to the large temperature gradients and different thermal expansion coefficients of the various materials used in it.

Several questions were considered⁴ when we realized the experiments in particular below 1 K, for example: How to reach the lowest temperature? How to measure it? How to reduce the external heat leak so that the low temperature can be maintained for a sufficiently long time? and how to transfer heat from one place to another?... At atmospheric pressure, the boiling point of liquid ³He is ~3.19 K and ~4.21 K for ⁴He. By pumping on a liquid bath of ⁴He, a temperature of approximately 1.3 K can easily be obtained. The simplest way for reaching temperatures significantly below 1 K in

our experiments was by using a ^3He refrigerator in mechanical contact with the cold plate of a ^4He cryostat. It works by pumping on a liquid ^3He bath by means of a charcoal sorption pump and achieves a lowest temperature somewhat below 0.3 K. The lower limit with ^3He is because the vapor pressure of ^3He is at all temperatures higher than the vapor pressure of ^4He .

PART - ONE

Low Temperature Experiments

1. LOW TEMPERATURE TECHNIQUES

1.1. Historical Development

Nowadays, scientist had developed techniques to produce very high or very low temperatures as existing in nature, for example, temperatures in range from about 10^9 K, (the temperature at the centre of the hottest stars and necessary to form or destroy atomic nuclei), to 2×10^{-6} K, this lowest temperatures are accessible in the laboratories in condensed matter physics experiments to investigate the nuclear spin of atoms (Figure 2).

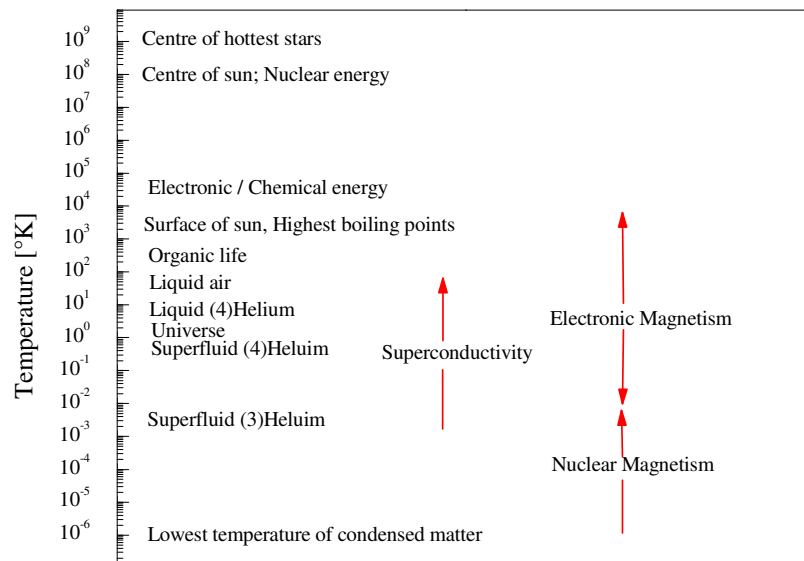


Figure (2) Logarithmic temperature scale with some characteristic phenomena⁵.

With these achievements, low temperature physics has surpassed nature by several orders of magnitude, because the lowest temperature in nature and in the

universe is ~ 2.37 K, this background temperature exist everywhere in the universe because of the photons that are still being radiated from the “Big Bang”⁵.

The historical development of refrigeration to lower and ultra lower temperatures is illustrated in Figure (3). Air, N_2 , O_2 , were liquefied and eventually solidified over one hundred years ago, 1883. This was the first time that mankind reached temperatures below 100 K.

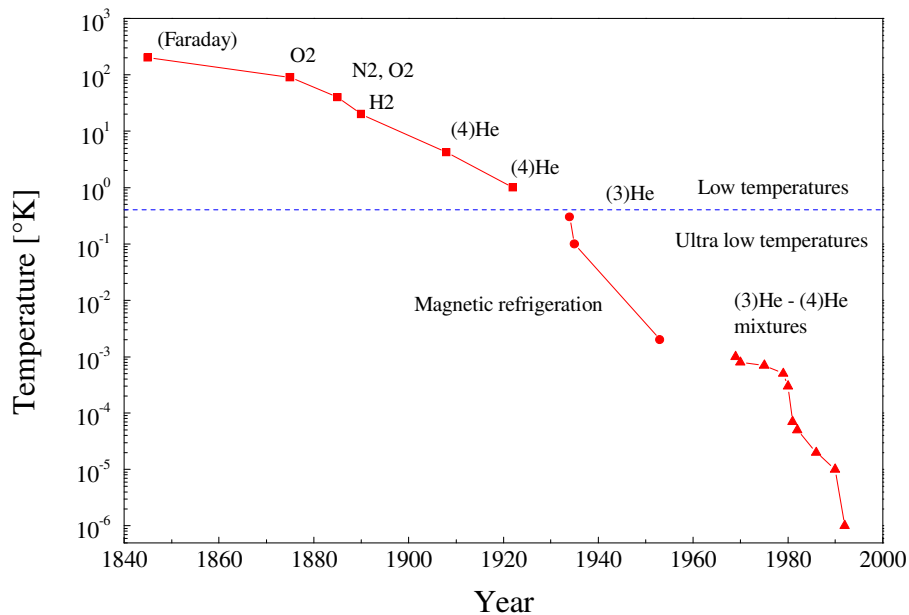


Figure (3). Historical development of refrigeration temperatures of matter, starting about 150 years ago with Faraday’s gas liquefaction. The low temperature range was made accessible by liquid air, liquid H_2 and liquid 4He . Ultra low temperatures were attained by magnetic refrigeration with electronic magnetic moments and later with nuclear magnetic moments. Refrigeration with liquid 3He and liquid 3He - 4He mixtures developed as the rare helium isotope became available in sufficient quantities⁵.

In 1908 a Dutch scientist, Heike Kamerlingh-Onnes was able to liquefy 4He at 4.2 K, until 1922, he also reached 0.83 K by pumping on the vapor above a bath of boiling 4He . This temperature was lowered to 0.71 K in 1932 by his successor W.H. Keesom. Then, in 1950 with the same evaporation technique but with the isotope 3He , temperature

of 0.3 K was reached. The development of a fundamentally different technology, magnetic refrigeration, was necessary to attain temperatures appreciably below 1 K to approach absolute zero to within a few millikelvin. An advanced version of this magnetic refrigeration method, adiabatic demagnetization of nuclear magnetic moments, is the only method known today by which one can reach temperatures far into the microkelvin range, like $2 \mu\text{K}$, for research in condensed-matter physics.

Temperature	Refrigeration	Available	Typical	Record
Range	Technique	since	T min,	T min,
I Kelvin	Universe			2,73 K
	^4He Evaporation Cooling	1908	1,3 K	0,7 K
	^3He Evaporation Cooling	1950	0,3 K	0,25 K
II Millikelvin	3He-4He Dilution	1965	10 mK	2 mK
	Pomeranchuk Cooling	1965	3 mK	2 mK
	Electronic Magnetic Refrigeration	1934	3 mK	1 mK
III Microkelvin	Nuclear Magnetic Refrigeration	1956	$50 \mu\text{K}$	$2 \mu\text{K}$

Table (1). Some refrigeration techniques for very low temperatures⁵

Table (1), summarises the common techniques used today. Although it is not included, there exists another method applied for nuclear-spin physics; it reaches a range of the order of nanokelvin. At these extremely low-temperatures it makes sense to distinguish between a temperature of the nuclear magnetic spin system and a temperature of the electrons and of lattice vibrations.

1.2. ^4He evaporation Cryostats

All of our experiments at low temperatures were done in two kinds of cryostats operating with cryogenic liquids. The first cryostat has two vessels; one for liquid Helium and one for liquid Nitrogen. The experimental sample is in thermal contact with the cold plate of the liquid Helium container, and covered by a small copper radiation shield. In order to reduce heat influx via thermal radiation, the liquid Helium vessel is surrounded by a big aluminum radiation shield screwed to the other vessel filled with liquid Nitrogen. Both vessels are enclosed by an aluminum case where a high vacuum, better than 10^{-5} [mbar] must be generated before doing the pre-cooling and filling with these cryogenic liquids (Figure 4a).

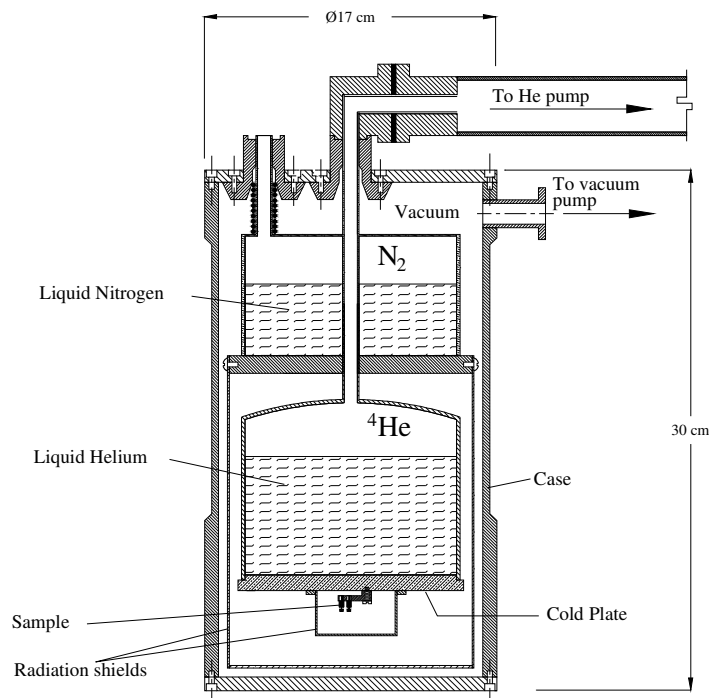


Figure (4a). A cryostat for two cryogenic liquids (1.3 and 77) K.

In contrast with previous, the second one, shown in Figure (4b), has a liquid ^3He refrigerator attached to the liquid Helium vessel, and the sample will be mounted on its small cold plate. As we know, the temperature of any boiling liquid can be lowered by reducing the pressure above its surface, and there is a particular temperature for each liquid, the “freezing point”, where the liquid becomes solid⁶.

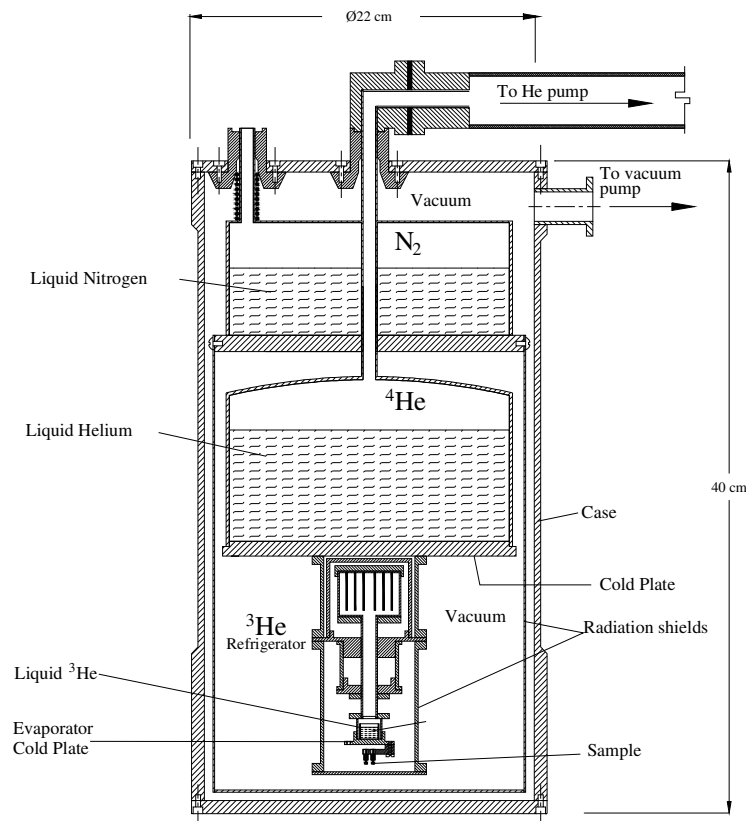


Figure (4b). A cryostat with a liquid ^3He refrigerator (0.3, 1.3 and 77) K.

Liquid Helium is exceptional in this respect, because it will enter the solid state only under pressure. On our cryostats, the pipe line of the Helium vessel is connected with a rubber hose to a vacuum pump, which extracts the Helium gas inside the vessel and reduces the pressure over the Helium surface. The lowest achievable temperature

depends on the size of the pump and the diameter of the vacuum hose. With our equipment, temperatures down to 1.3 K for ^4He can be reached easily. This technique is called ^4He evaporation cooling. Figure (4c) shows the cryostats used in our laboratory.



Figure (4c). Several ^4He and ^3He Cryostats for use in the Laboratory

1.3. ^3He Refrigerator.

The refrigerator consists of two reservoirs: a sorption pump and evaporator connected by a stainless steel tube (thin wall). Only the center part of the refrigerator is in thermal contact with the ^4He cryostat cold plate (see Figure 4b), it acts as the condensation point for the ^3He . The sorption pump is filled with an appropriate adsorbent material (charcoal), and is fitted with a 2 k Ω electric heater, a 1.5 k Ω thermometer and a weak thermal link. A copper radiation shield surrounds the refrigerator in order to reduce the radiative heat influx to the sample, and the ^3He evaporator (Figure 4d).

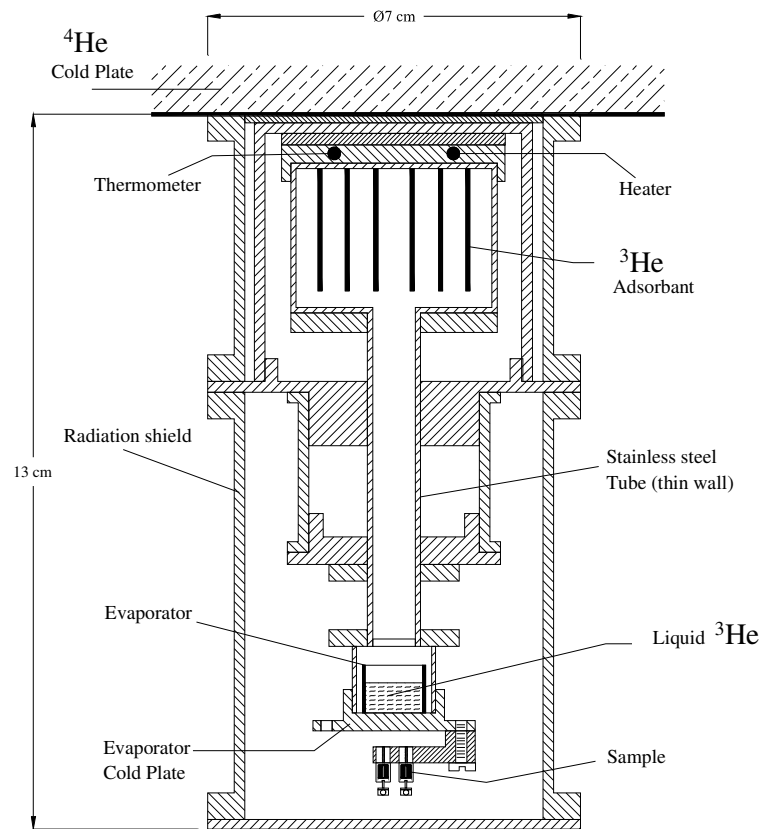


Figure (4d). ^3He Refrigerator at 0.3 K.

A refrigeration cycle starts with all parts of the refrigerator at the ^4He bath temperature assumed 1.3 K (after pumping in the ^4He vessel). The heater is energized to stabilize the pump at ~ 25 K (until thermometer reach $3.5 \text{ k}\Omega$), so that virtually no ^3He remains adsorbed. Under these conditions the pressure would tend to rise and will tend to exceed the saturated vapor pressure at the bath temperature, causing the ^3He to condense and drop into the evaporator. The latent heat of condensation and the enthalpy change of the gas expelled from the pump are conducted to the ^4He bath, causing some of it to evaporate. The temperature to which the sorption pump must be raised to obtain full desorption should be as low as possible in order to minimize the heat load on the ^4He bath. To start the cold portion of the cycle, the heater is turned off, activating the sorption pump as it relaxes back to bath temperature and in consequence, reducing the pressure above the liquid ^3He . The heat of adsorption of the ^3He gas is conducted via the weak thermal link of the pump to the ^4He bath. The evaporator temperature drops quickly and stabilizes at ~ 0.3 K. Recycling the refrigerator requires simply reheating the pump. The cycle can be repeated indefinitely⁷.

2. THEORY OF THE MEASUREMENTS

2.1. Carbon Resistor Thermometers

In many experiments at low temperatures is often necessary to have available a sensitive and reproducible thermometer with low heat capacity. Clement and Quinnell⁸ began a search with several brands of commercial carbon-composition resistors, the type ordinarily used in radio and other electronic circuits. Their results obtained seemed to warrant a systematic study of the low temperature characteristics of these resistors to learn how the resistance and sensitivity vary with temperature, to find the effects of measuring current and magnetic field and to see if there is any systematic variation of these properties with nominal or room temperature resistance.

Heat capacities of systems at low temperature are generally very small and a little heat may produce a large rise in temperature, for this reason it is necessary to ensure that a thermometer is in a good thermal contact with the system to be measured and at the same time electrically insulated. In order to follow these indications, one of the insulating cover of each resistor were ground off and a thin layer of IMI 7031 varnish was baked on.

In preparation for the experiments, we made the calibration at several known temperatures (0.3, 1.3, 4.2, 77 and 300) K with four resistors that we used, and then we found an algebraic equation which gives a smooth curve passing through these calibration points. Starting with a semiconductor formula derived from semiconductor properties in Seitz's text⁹. The next expression is relating the resistance R to the temperature T in the approximate form:

$$\frac{1}{T} = \dots a_{-2}(\ln R)^{-2} + a_{-1}(\ln R)^{-1} + a_0 + a_1(\ln R) + a_2(\ln R)^2 + \dots \quad (1)$$

Clement and Quinell found the behavior of several resistors between 2 and 20 K may be described with an accuracy of $\pm 0.5\%$ of the measured temperatures using this formula but including only three terms of the series:

$$\frac{1}{T} = a_{-1}(\ln R)^{-1} + a_0 + a_1(\ln R) \dots \quad (2)$$

Where the three constant, a_{-1} , a_0 and a_1 are found by experiment.

If we multiply equation (2) by $\ln R$ and rename the constants a_{-1} , a_0 and a_1 by a , b and c , respectively, we get:

$$\frac{\ln R}{T} = a + b(\ln R) + c(\ln R)^2$$

Therefore

$$T = \frac{\ln R}{a + b(\ln R) + c(\ln R)^2} \dots \quad (3)$$

can also be used at temperatures below 2 K.

2.2. Liquid Helium Vapor-Pressure

The vapor pressure of a liquefied gas decreases as the temperature falls and so this pressure may be used as a measure of temperature, therefore forms a convenient secondary thermometer. The vapor pressures of liquid ^4He and liquid ^3He may be used to measure temperatures down to about 0.3 K. The problem of representing the vapor pressure of liquid helium by analytic functions has been solved in the past by means of three empirical equations, one valid in the temperature range below the λ point (2.17 K), a second valid between the λ point and the normal boiling point (4.22 K), and still a third between the boiling point and the critical point (5.20 K).¹⁰ In 1948 a table, prepared at the Kamerlingh Onnes Laboratory in Leiden, giving the vapor pressure as a function of temperature was adopted as the definition of an “agreed” scale which all cryogenic laboratories should use in reporting data¹¹ but the accuracy of the data was questioned before its adoption, then these vapor pressures have been measured and tabulated as a function of the absolute thermodynamic temperature by many low temperature physicists.^{12, 13, 14, 15} In 1955, Clement, Logan and Gaffney¹² published an empirical function for ^4He over the entire temperature range below the critical point:

$$\ln P = I - \frac{A}{T} + B \ln T + \frac{C}{2} T^2 - D \left(\frac{\alpha\beta}{\beta^2 + 1} - \frac{1}{T} \right) \tan^{-1}(\alpha T - \beta) - \frac{\alpha D}{2(\beta^2 + 1)} \ln \frac{T^2}{1 + (\alpha T - \beta)^2} \dots (4)$$

were I is the constant of integration, A, B, C, D , α , and β are adjustable constants with the following results: $I = 4.6202$, $A = 6.399$, $B = 2.541$, $C = 0.00612$, $D = 0.5197$, $\alpha = 7.00$,

$\beta = 14.14$. Pressure P , is in mm Hg (20°C and standard gravity) and $-\pi/2 < \tan^{-1}(\alpha T - \beta) < \pi/2$ radians. But they did not publish their reports in a table. Two years later, Sydoriak and Roberts¹³ also published an empirical function and a complete table over entire range for ^3He as follows:

$$\ln P_{mm} = 2.5 \ln T_E + i_0 - \left(\frac{1}{RT} \right) \int_0^T S_\sigma dT - \frac{2.53853}{T_E} - 0.20644 T_E + 0.7728 T_E^2 - 0.00919 T_E^3 \dots (5)$$

Where i_0 is the vapor pressure constant of 5.31733 and the subscript E designates use of the Clement et al. scale throughout the calibration and subsequent equation fitting. They found by this equation the latent heat of ^3He at absolute zero is 5.044 cal/mol. Between 0.25 K and the critical point 3.327 K, the entropy integral is fitted by the empirical

$$\text{equation, } \left(\frac{1}{RT} \right) \int_0^T S_\sigma dT = 0.5020 + 0.1786 \ln T - 0.00912 T^2.$$

Theoretically the vapor pressure of a liquid may be obtained by integration of the Clausius-Clapeyron relation:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta T} = \frac{L}{T\Delta V} \dots \dots \dots (6)$$

Where ΔV is the change in volume at vaporization and L is the latent heat. If L is constant, then:

$$\log P = \frac{A}{T} + B$$

And more generally, if L is a linear function of temperature, $L = L_0 + aT$ therefore

$$\log P = \frac{A}{T} + B \log T + c \dots\dots\dots (7)$$

Although equations of this type can be fitted quite closely to the experimental values of vapor pressure, as we saw above, it is usually convenient to tabulate P as a function of T and use such a table to find $T(P)$.¹⁶

Due to our manometer in the laboratory has the scale in mbar, we referred to the Helium Temperature-Pressure Tables¹⁷ for both ^3He and ^4He as they are shown on appendix of this work.

2.3. Thermal Contact Resistance

Solid surfaces are comprised of peaks and valleys of varying size and shape that form a bizarre three dimensional landscape. Macroscopic and microscopic irregularities, such as waviness, roughness and deviation from flatness, characterize a surface. This unevenness of real surface is the basic cause of thermal contact resistance. When two surfaces are pressed together, they actually touch at only a limited number of discrete points. As a consequence, the heat flow between the two surfaces is primarily confined to the limited areas of the true solid-to-solid spot-like contacts. A thermal contact resistance appears in the contact region which is called interface. Thus the actual contact area is much smaller than the geometrical contact area. The remainder of the space between the contacts may be filled with an interstitial (or intermediate) medium, the so called interposer (or filler), either with air or vacuum, or with another solid or liquid. As an illustrative example, Figure (5) shows a microscopic photography by William and Steyert¹⁸ with two types of soft solders as medium joints.

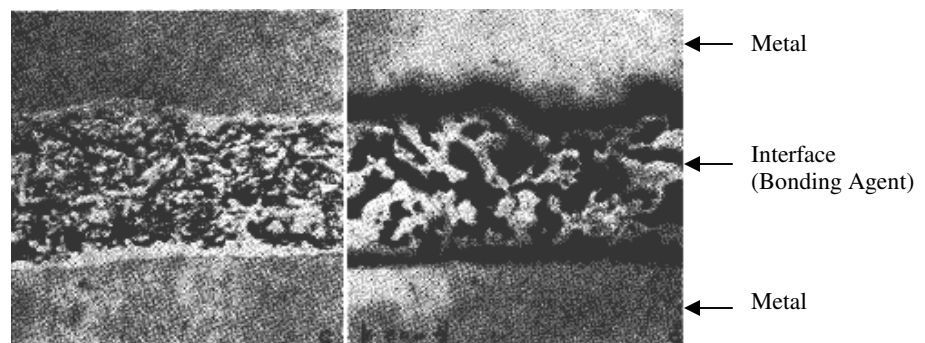


Figure (5). Examples of thin layer sections of soft solder joints (20 μm thickness approximately)¹⁸.

Left: Sn (light) - In (dark). Right Cd (light)-Bi (dark).

The Thermal Resistance R_{int} per unit area of the contact is defined as the ratio of the temperature discontinuity at the interface and the heat power per unit area flowing across the interface.

$$R_{int} = \frac{\Delta T}{(Q/A_C)} \dots\dots\dots (8)$$

Where ΔT represents the steady-state difference between the surface temperature on either side of the contact and Q is the heat flow across the apparent projected (or nominal) area A_C of contact, i.e. the contact area perpendicular to the heat flow direction.

The thermal resistance R_{int} essentially results from phonon *scattering* at the interfaces due to acoustic mismatch between the dissimilar materials. The thermal resistance varies considerably depending on many parameters, the most important are: Thermo-physical and mechanical properties of the contact materials, the contact pressure and temperature, the contact shape, the material purity, the surface strain, its roughness and flatness, the surface treatments (sand-blasting, polishing, greasing, annealing, etc.), the surface layers, microstructure of the contact materials (grain size orientation), surface defects (dislocation, grain boundaries), external conditions (air, gas, fluid or vacuum) and the total heat flux involved, etc. Therefore we conclude that in practice no perfect contact exists.

The purpose of using interposer is to fill the void gaps between the contacting surfaces, which should greatly enhance the thermal contact of a junction. Intimate thermal contact between solids may be provided by thermal bonding agents as intermediate layers; Anderson and Peterson¹⁹ have investigated below 1 K for various

types of grease, varnish or epoxy, by use of soft metals, by insulating or conducting sheets, etc. Inserting such interposers, commonly improves the thermal conductance of bare joints by one to two orders of magnitude.

Whereas a single solid spot constriction is in series with the surface film, the interstitial material of an interposer acts parallel to the thermal resistance of a dry contact. The effect of interlayer is to reduce the voids, most favorably by filling the interstitial region with highly conducting material which contours the surface irregularities and thus mostly increase the conductance. Ideally, the filler or coating should have a higher thermal conductivity and lower hardness than the base material of contact.

The total thermal Resistance R_T across a sandwiched interstitial layer, for example metal-insulator-metal, may be written as

$$R_T = \frac{\Delta T}{(Q/A_C)} = 2R_K + \frac{L}{k} \dots\dots\dots (9)$$

Where R_K is the boundary resistance at both interfaces (*Kapitza Resistance*), A_C , L , and k denote the contact area, thickness and thermal conductivity of the interlayer material.²⁰

2.4. Crystals Quartz Between Bonding Agents

Ideally, the temperature drop ΔT across the interface is defined by the temperature gradients, in both bulk materials forming the contact, from the region outside the contact to the middle of the contact region. Various methods have been elaborated to determine the contact heat conductance, but we apply the classical steady state method of sandwiching the contact material between a heat source and a heat sink, thus forming two thermal interfaces, and measure the temperature gradients across the two interfaces including the sandwiched contact material (small pieces of crystal quartz), as we can see in Figure (6).

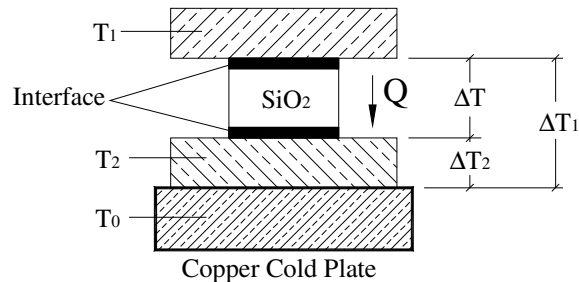


Figure (6). Schematic diagram of the experimental arrangement, used to measure the thermal conductance between the interfaces of crystal quartz.

As the determination of the temperature is carried out on the hot and cold sinks surfaces, the interfacial temperature drops are added to the temperature drop across the crystal due to its finite heat conductivity. Assuming identical temperature gradients across the two interfaces and a linear heat flow along the crystal, the Thermal Conductance per unit

Area, K_{int} of the interface is obtained as follows: figure (6) shows that total thermal resistance per unit area across all medium is

$$R_T = \frac{1}{K_T} = \frac{2}{K_{int}} + \frac{1}{K_{SiO_2}} \dots\dots\dots (10)$$

Therefore,

$$K_{int} = 2 \left[\frac{K_T K_{SiO_2}}{K_{SiO_2} - K_T} \right] \dots\dots\dots (11)$$

Similarly, if we known the conductance of the interface we can calculate for the crystal:

$$K_{SiO_2} = \frac{K_T K_{int}}{K_{int} - 2K_T} \dots\dots\dots (12)$$

Where $K_T = R^{-1} = \frac{(Q/A_c)}{\Delta T}$ and $\Delta T = |\Delta T_1 - \Delta T_2|$ denote the total experimentally determined conductance across all medium at the temperature $(T_0 + \Delta T_2 + \frac{1}{2}\Delta T)$, K_{int} is the conductance across each interface, and K_{SiO_2} is the conductance across the crystal, respectively.

2.5. Thermal Conductivity of Crystal Quartz

Values for K_{SiO_2} were found also applying the steady-state method for a sample of crystal quartz as follows: referring to figure (7), a heater H produces the heat Q that flows along the crystal of cross sectional area A , and two thermometers T_1 and T_2 are separated for a distance L to measure the gradient temperatures at these points of the crystal.

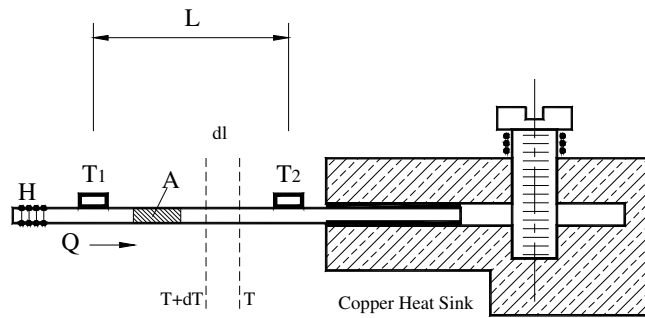


Figure (7). Schematic diagram to measure the thermal conductivity of crystal quartz.

From the Fourier's law of conduction, thermal conductivity k_{SiO_2} is defined by:

$$k_{SiO_2}(T) = -\frac{Qdl}{AdT} \dots\dots\dots (13)$$

The integration of (13) between T_1 and T_2 , gives

$$\int_{T_1}^{T_2} k_{SiO_2}(T)dT = -Q \int_0^L \frac{1}{A} dl \dots\dots\dots (14)$$

Considering A as a constant we get

$$k_{SiO_2} = -\left(\frac{L}{A}\right)\frac{Q}{\Delta T} \dots\dots\dots (15)$$

or

$$K_{SiO_2} = -\left(\frac{A}{L}\right)k_{SiO_2} \dots\dots\dots (16)$$

where $K_{SiO_2} = \frac{Q}{\Delta T}$, denotes the thermal conductance in the crystal.

2.6. Measurement and Propagation Errors.

All sciences are based on experiments and therefore in the quantitative determination of the pertinent magnitudes. For this reason, the error in form of an estimation or quantification of the uncertainty of a measurement must be considered. The errors can arise when using an inadequate method, a defective instrument or to use it in conditions for which its use was not designed. The mathematical operation with uncertain numbers give arises to also uncertain results, and is important to be able to consider the error of the results, from the errors of the numbers with which it operates.

On cryogenic measurements, normally exists a problem generated by the self heating due to the power applied by the instrument, for this reason it is necessary to use a precision instrument operating at minimal power as will be explained on section (3.1). With the purpose of knowing the propagation errors in our measurements, we proceeded to calculate them of the following way: For each thermometer, its conductance σ_i measured by bridge was considerate with an uncertainty $\Delta\sigma = 0.001$ [*mSiemens*].

Our first propagation error starts with the unit's conversion:

a) From [Siemens] to [ohm].

By the Ohm's law, the resistance is defined by

$$R_i = \frac{1}{\sigma_i} \dots\dots\dots (17)$$

Therefore

$$\Delta R = \Delta \sigma \left| \frac{\partial R}{\partial \sigma_i} \right| = \frac{\Delta \sigma}{\sigma_i^2} \dots\dots\dots (18)$$

b) From electrical resistance units to temperature units.

From equation (3),

$$T_i = \frac{\ln R_i}{a + b(\ln R_i) + c(\ln R_i)^2} \dots\dots\dots (19)$$

For each thermometer the error will be

$$\Delta T = \Delta R \left| \frac{\partial T_i}{\partial R_i} \right| = \frac{\Delta R}{R_i} \frac{a - c \ln^2(R_i)}{a + b \ln(R_i) + c \ln^2(R_i)} \dots\dots\dots (20)$$

c) On the calculation for thermal conductance

Also the uncertainty of the current supply to generate power was considered with a value of $\Delta I = 0.1 [\mu A]$. Thermal conductance is defined by

$$K_i = \frac{Q_i}{\delta_i} = \frac{I_i^2 r}{\delta_i} \dots\dots\dots (21)$$

Where $r = \text{constant} = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ and $\delta_i = (T_{1i} - T_{2i})$, that means

$$\Delta\delta = (\Delta T_1 + \Delta T_2) \dots\dots\dots (22)$$

Therefore

$$\Delta K = \Delta I \left| \frac{\partial K_i}{\partial I_i} \right| + \Delta\delta \left| \frac{\partial K_i}{\partial \delta_i} \right| \dots\dots\dots (23)$$

Or finally:

$$\Delta K = \frac{I_i r}{\delta_i} \left(2\Delta I + \frac{\Delta\delta I}{\delta_i} \right) \dots\dots\dots (24)$$

3. EXPERIMENTAL DEVELOPMENT

3.1. Experimental Technique

The *Transverse Thermal Conductance* for all experiments was measured with the classical *steady-state heat flow method* of the contact material between a heat source and a heat sink, by using two cryostats designed to span the temperature range (0.3 – 4.2) K. The thermal radiation around the samples was eliminated by two radiation shields at 1.3 and 77 K respectively, which covered the entire setup. Because of radiation shields and cryopumping of the pumped Helium bath, thermal conductivity via conduction by residual gas can be excluded. The determination of the thermal conductance per unit area $K = R^{-1}$ and thermal conductivity k at temperature T , depends on Q , the heat input to the samples; ΔT , the temperature difference between the carbon thermometers; A , the cross-sectional area of the samples; and L , the distance between the thermometers, see equations (8) and (15) respectively. Here T is the arithmetic mean of the temperatures of the two carbon thermometers. In order to see the linear dependence on temperatures, three sets of temperature measurements were made for each sample at (0.3, 1.3 and 4.2) K respectively, applying very low power on the heaters. The applied power Q was varied from 0.01 to 20 μWatt for measurements at 0.3 K and from 100 to 1000 μWatt for (1.3 and 4.2) K depending of each experiment and considering that at small power inputs and temperatures differences care is required to keep heat losses very small.

Before proceeding to make experiments, we calibrated our thermometers in one run at (300, 77, 4.2, 1.3 and 0.3) K by using a *Potentiometric Conductance Bridge*,

(Model PCB, S.H.E. Corporation). It is used for low temperature thermometry. The instrument uses Wheatstone bridge with 3 wires to unknown resistor, a transformer input, a tuned amplifier and a phase detector. The standard resistors are built into the circuit. By detecting the change in resistance we can estimate the temperature. In order to cancel effects of the lead resistance, we used four lead connections to the resistors. Following its instruction manual, multiple thermometers were connected according Figure (8). Constant voltage ($10\ \mu\text{V}$) and time constant (10 sec.) were maintained across the bridge, resulting in practically constant voltage drop across resistors.

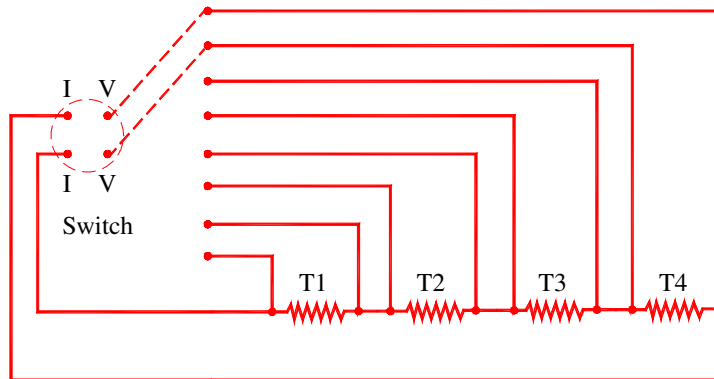


Figure (8). Electric diagram for connecting multiple thermometers to the PCB Bridge.

3.2. Description of the Samples and Experimental Setup

Five different samples have been designed in order to measure the transverse thermal conductance:

1. - A thermal shunt that consists on a thin layer of electrical insulating epoxy sandwiched by a copper strip and a heat sink. The heat flows from the heat source through the sample and two thermometers measure the temperature gradients, and the thermal conductance $K = R^{-1}$, is calculated by equation (9), as was described before on section (2.3.) The schematic setup is as follows:

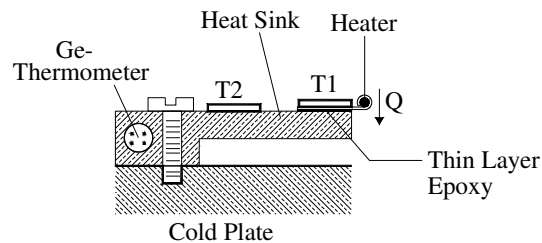


Figure (9a). Arrangement for a Thin Layer of Stycast 2850FT Epoxy.

The size of the sample was $(2.5 \times 8 \times 0.05 \text{ mm}^3)$.

Referring to Figure (9a), a heater ($1 \text{ k}\Omega$, metal film resistor, MINI-MELF MMA 0204-50; $P_{70} = 0.25 \text{ W}$)²¹ covered with cigarette paper and impregnated with (IMI 7031)²² adhesive varnish for electrical insulation and thermal contact is surrounded by a copper strip (0.3 mm thick \times 2 mm wide) to produce the heat source. Two thermometers, T1 and T2 (I.D.B.100 Ω Carbon-Ceramic Resistor, Model TMI-A1 CCS/F2)²³ are attached with the same varnish along to copper strip and heat sink respectively. The heat sink ($2 \times 8 \times 22 \text{ mm}^3$ cooper holder) is in direct contact with the cold plate of the vessel

and screwed by a cooper screw. A calibrated germanium resistor model (GR-200A-100)²⁴ is introduced in the sink that was used as indicator of temperature. Finally, the thin layer of (Stycast 2850FT)²⁵ Epoxy with area $A=2 \text{ mm}^2$ and $L= 0.05 \text{ mm}$, sandwiched by the strip and the sink, is placed on the corner.

2. - A thermal shunt composed by a capacitor type filter, where the heat source is soldered to its metal axis and the heat flows through it. The schematic setup is similar than previous, as we can see on Figure (9b). The (EMI Filter)²⁶ Capacitor is in thermal contact with the heat sink by a #2-56 thread at the end of its metal base. Again, the thermometers measure the temperature gradients and the thermal conductance is calculated as $K=Q/\Delta T$.

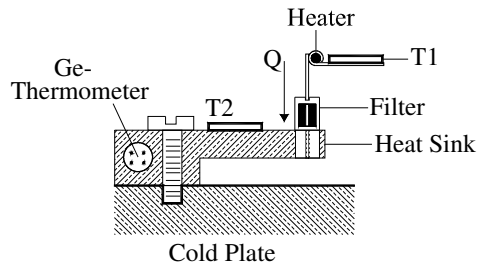


Figure (9b). Arrangement for an EMI Filter Capacitor.

3. - Three sets of thermal shunts were done with crystal quartz $3x (1 \times 1 \times 0.3 \text{ mm}^3)$ covered by a gold thin film on its contact surface. They were sandwiched; forming two interfaces as we explained on Section (2.4), see Figure (6). The thermal conductance was calculated by equation (11). The bonding agents used in both interfaces for each crystal were: a) Two conductive epoxies (Epo-Tec H20E and Epo-Tek H74F)²⁷ composed with Silver and Aluminum Oxide respectively, and b) Indium Alloy Solder (80In-15Pb-5Ag)²⁸. On the setup shown on Figure (9c), the heaters covered with

cigarette paper and impregnated with varnish adhesive, were introduced inside a copper block ($4 \times 4 \times 9 \text{ mm}^3$) and each thermometer was attached on the top with this varnish.

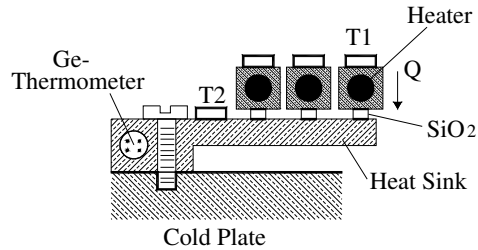


Figure (9c). Arrangement for three sets of crystal quartz sandwiched between two conductive epoxies and Indium alloy solder. The sizes of the samples were $3 \times (1 \times 1 \times 0.3 \text{ mm}^3)$ for each set.

4. - In contrast to the others, this device was designed to hold crystal quartz ($1 \times 9 \times 30 \text{ mm}^3$). In one of its ends, we attached cigarette paper and coiled approximately 25 cm length of Manganing wire ($\phi 0.02 \text{ mm}$, 4170 ohm/m, insulated)²⁹ around it as a ($\sim 1 \text{ k}\Omega$) heater, and then it was covered by a thin varnish layer. At the other end, a piece of pure indium foil (0.25 mm thick) was used between copper clamp and the crystal, maintaining a constant pressure on it to make a good thermal contact.

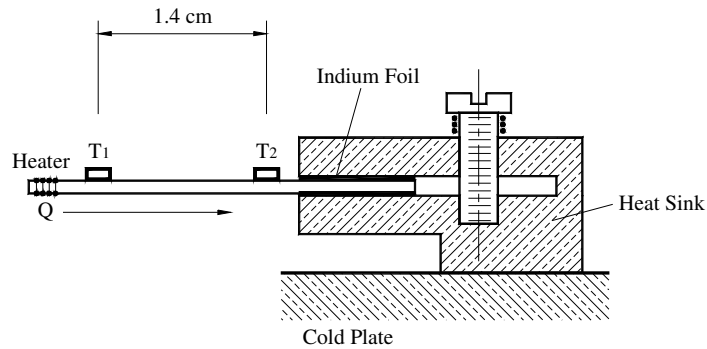


Figure (9d). Arrangement for crystal quartz, the size of the sample was $(0.1 \times 0.9 \times 3 \text{ cm}^3)$.

The thermometers were attached on the crystal surface with the varnish adhesive, with a separation of 1.4 cm. The schematic arrangement is shown on Figure (9d). On section (2.5), was explained how to calculate the thermal conductivity for this device by applying equation (15).

5. - The last device was designed to measure the heat conductance $K=Q/\Delta T$ in a band of 50x Manganin wires (CuMn12Ni, insulated, $\phi 0.1$ mm, 56.5 ohm/m)²⁹ sandwiched between a copper clamp. A third thermometer was added in order to measure the gradient temperature between heat sink and the end of the cable band. An insulating epoxy (Epo-Tek 353ND-4)²⁷ was used to make a good thermal contact between the band and the holder; also the three thermometers and the heat source were attached with this epoxy, Figure (9e).

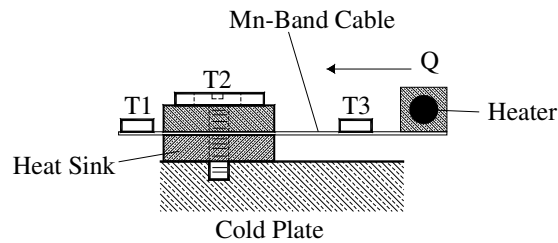


Figure (9e). Arrangement for a Band Cable consisting of 50x Manganin wires.

Electrical connections for all devices, were made with insulated Manganin wire, $\phi 0.1$ mm (Ref. 29), including the connections to the exterior of the cryostat.

Figure (9f) shows a picture with all setups, and Table (2) summarizes the characteristic of the samples and the temperature of the cryostat in which the experiments were realized.

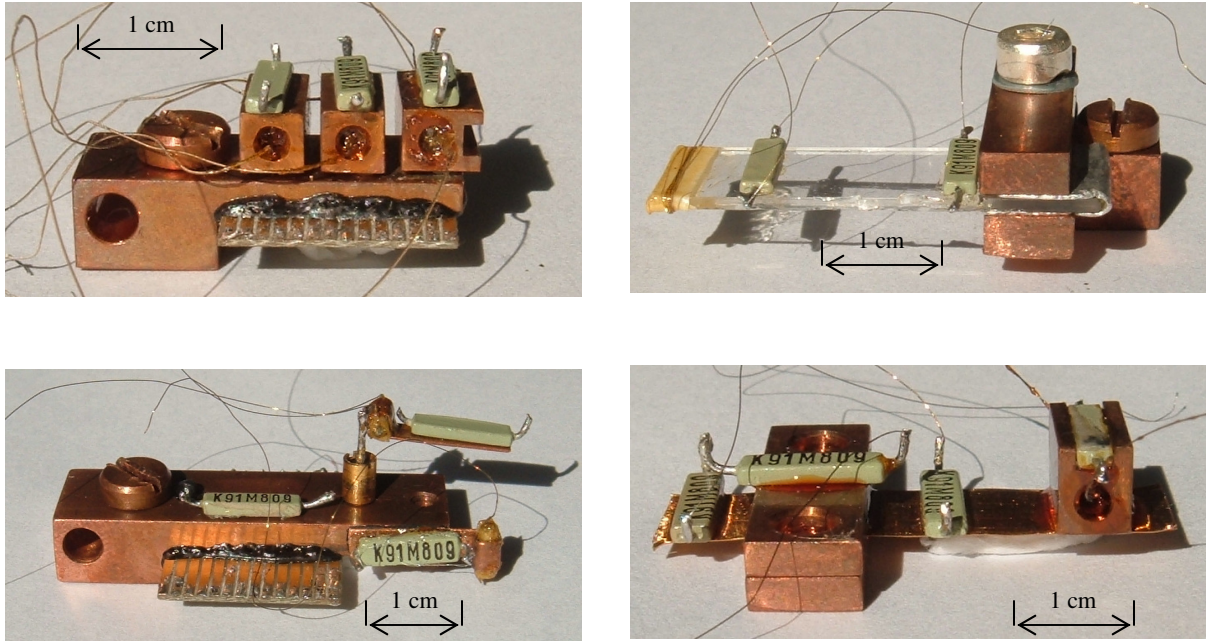


Figure (9f). Five Thermal Shunts Samples. On top: Three set of Small Crystals Quartz (left). A Big Crystal Quartz (right). On Bottom: Filter and Stycast (left). A Band Cable with 50x Manganin Wires (right).

Sample	Cross Sectional Area	Thermometer Separation	Bonding Agent	Type of Cryostat	Input power	Type of Cryostat	Input power
				Temperature 0.3 [K]		Temperature 1.3 - 4.2 [K]	
	A [cm ²]	L [cm]			[μ W]		[μ W]
Crystal Quartz	(0.09)	1.4	-	-	-	⁴ He	100 - 10000
Crystal Quartz	3x (0.01)	0,03 *	Epo-Tek H20E	³ He Refrigerator	1-30	⁴ He	200 - 1000
Crystal Quartz	3x (0.01)	0,03 *	Epo-Tek H74F	³ He Refrigerator	1-30	⁴ He	52.9 - 1000
Crystal Quartz	3x (0.01)	0,03 *	Indium Solder	³ He Refrigerator	1-30	⁴ He	200 - 1000
EMI Filter Capacitor	Manufacturer Specifications	See figures (9b, f)	Manufacturer Specifications	³ He Refrigerator	0.05 - 1	⁴ He	20-52.9
Stycast 2850FT Epoxy	(0.2)	0,005 **	Stycast 2850FT Epoxy	³ He Refrigerator	9 - 810	⁴ He	100 - 600
Band Cable of Manganin Wire	50x (0.00007854)	1.3	Epo-Tek 353ND-4	-	-	⁴ He	1 - 20

Table (2). Characteristics of the samples.

* is the thickness of the crystal. ** is the average size of the glass beads in the epoxy.

4. EXPERIMENTAL RESULTS AND APPLICATIONS

4.1. Thermal Shunts and other Devices

In highly perfect crystalline solids, the lattice vibrations are described as elastic waves which move through the solid with the speed of sound. These waves, described as phonons, can carry heat through the solid. Because of anharmonicities of the interatomic forces, phonons can collide with one another in what are called Umklapp or Normal processes, and this phonon scattering leads to finite thermal conductivity. Also is known that in crystals, the conductivity increases with decreasing temperature, because the anharmonic umklap processes becomes less frequent, and hence the phonon mean free path increases. Eventually, the mean free path becomes comparable to the sample dimensions, and the conductivity goes through a maximum and then decreases as the specific heat decreases³⁰. Thermal properties of crystal quartz have been investigated before by several scientists; Zeller and Pohl³¹ have found that its thermal conductivity below 1 K behaves as $k_{SiO_2} \cong 0.12T^3 \frac{W}{cmK}$; with a specific heat $C_V = (5.5 \times 10^{-7} \frac{W \text{ sec}}{gK^4})T^3$, phonon velocity $v = 4.4 \times 10^5 \frac{cm}{sec}$ and the mean free path $l(T)$ can be calculated by the equation of kinetic theory of gases:

$$k = \frac{1}{3} C_V v l \dots\dots\dots (25)$$

Were k = Thermal conductivity, C_V = Specific heat per unit volume at constant volume, v = average phonon velocity and l = average mean free path.

Referring to Figure (7), thermal conductivity for crystal quartz was calculated in the range (1.3 – 4.2) K by equation (15) with less than 2 % estimated error; the results of our measurements are indicated in Figure (10).

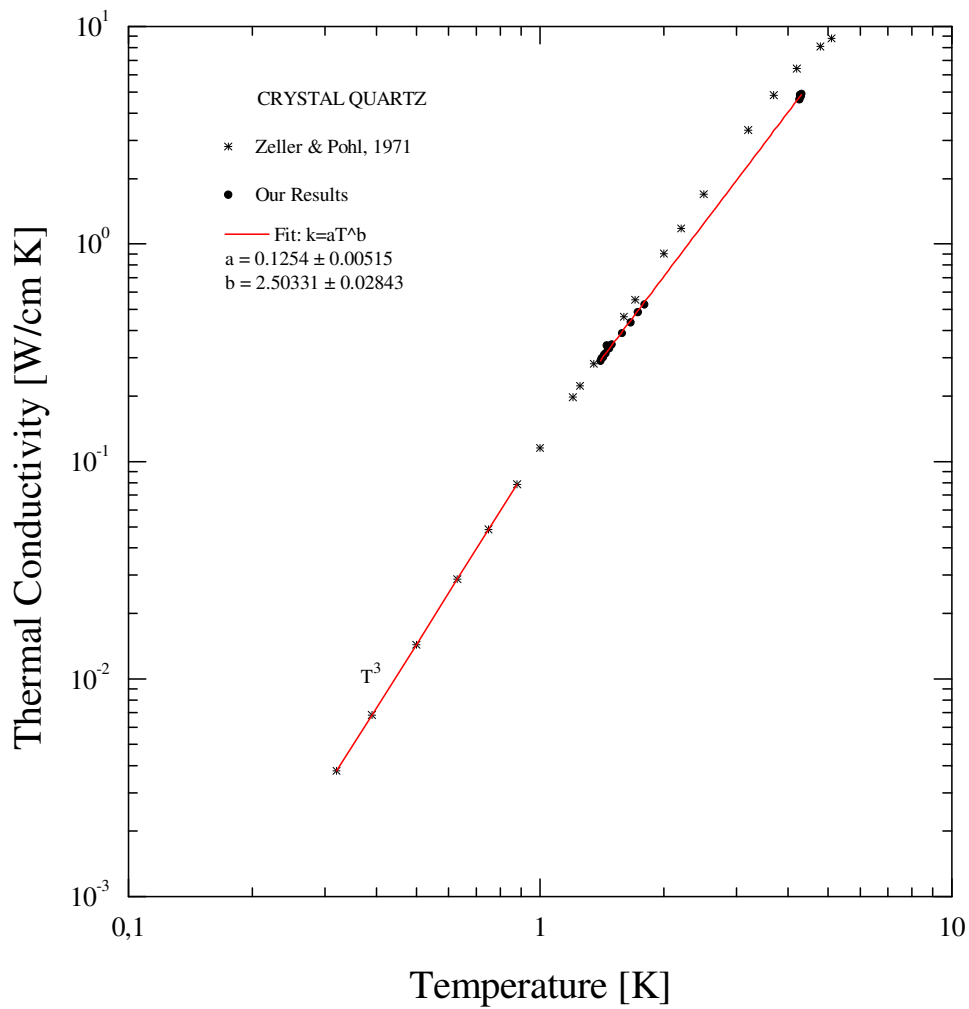


Figure (10). Thermal Conductivity of Crystal Quartz. The size of our sample was (0.1 x 0.9 x 3 cm³).

The data were fitted to a conductivity of the form $k = aT^b$; we found that

$$k_{SiO_2} = 0.1254 \pm 0.00515T^{2.50331 \pm 0.2843} \frac{W}{cmK} \dots\dots\dots (26)$$

This is in fair agreement with values on the literature for this temperature range.

We have observed that thermal conductance $\left(\frac{Q}{\Delta T}\right)$ in crystals sandwiched between different mediums varies; because it depends on properties of each bonding agent as its thermal resistance, the number of interfaces on it, etc. There are many factors to contribute on this variation as we explained in section (2.3). To show this, we realized one experiment with three sets of crystals covered by a gold thin film on its contact surfaces. We found that below 1 K, a sample sandwiched between Indium Alloy Solder ($Cu - InPbAg - Au - SiO_2 - Au - InPbAg - Cu$) has shown the lowest conductance in comparison with Epo-Tek H20E Epoxy ($Cu - Ag_{Epoxy} - Au - SiO_2 - Au - Ag_{Epoxy} - Cu$) and Epo-Tek H74F epoxy ($Cu - Al_{Epoxy} - Au - SiO_2 - Au - Al_{Epoxy} - Cu$) respectively. Nevertheless, in the range [1.3 - 4.2 K], it showed the highest conductance (Figure 11). The measurements were made with an estimated error of ~10 % error for all samples.

The contribution for each bonding agent, including the gold thin film over crystal, was calculated by equation (11). The conductance for crystal quartz was determined by subtracting the thermal resistance of bonding to the total experimental value of the complete sample. Figure (12) shows our results, in agreement with values calculated before with a single crystal.

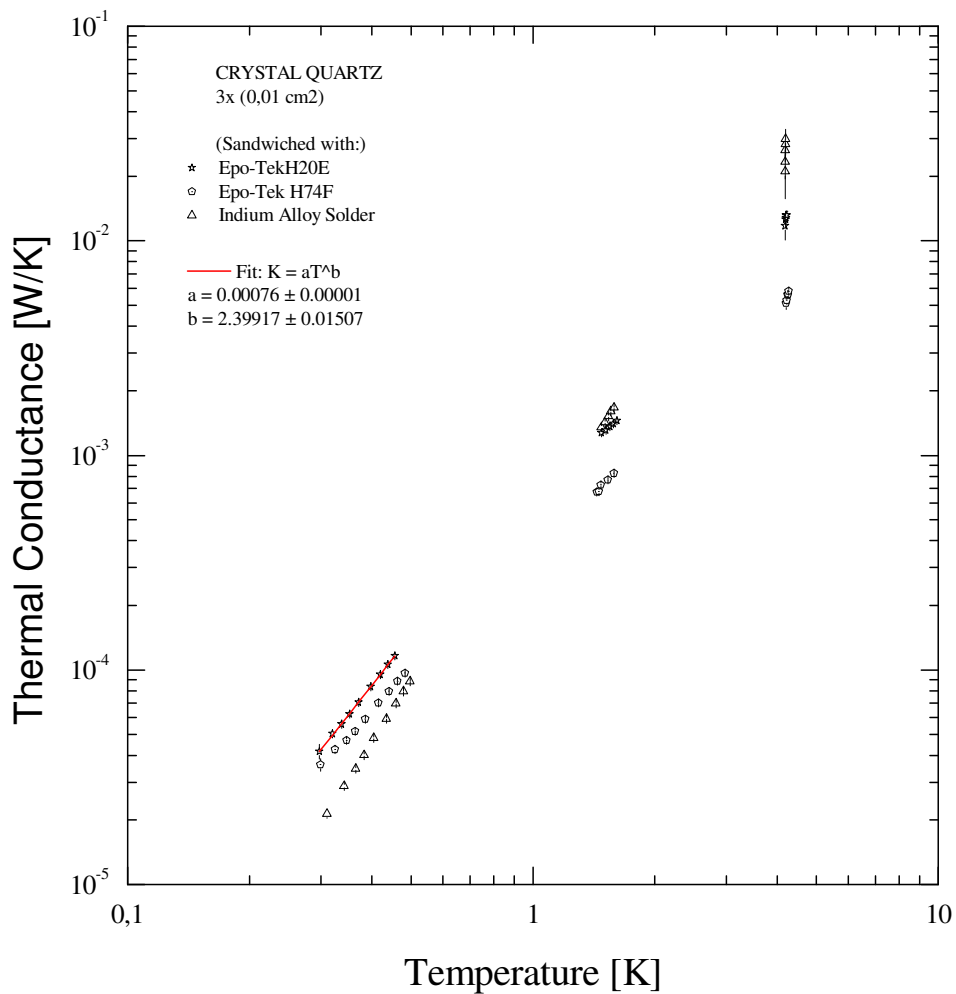


Figure (11). Thermal conductance of crystal quartz sandwiched by several bonding agents. The area of contact was $3x$ (0.01 cm^2) for each sample. The fitted curve emphasizes the thermal shunt with highest conductance below 1 K.

An independent experiment with a thin insulating layer of Stycast 2850FT epoxy was realized in which it had well defined geometry: area $A = 0.2 \text{ cm}^2$, and thickness $L = 0.005 \text{ cm}$. This epoxy contains small glass beads³² that we saw under microscope, its average size that we measured was $\sim 0.005 \text{ cm}$. The thermal conductance

per unit area $\left(\frac{Q}{A\Delta T}\right)$ of this contact was calculated with $\sim 15\%$ of error. Our measurements are plotted in Figure (12). The thermal conductivity of this sample was calculated by equation (15), and the results were compared with those in literature^{33, 34}, see Figure (13).

$$k_{Stycast2850FT} = (0.00004 \pm 0.00000279)T^{(1.69297 \pm 0.04946)} \frac{W}{cm^2 K} \dots\dots\dots (27)$$

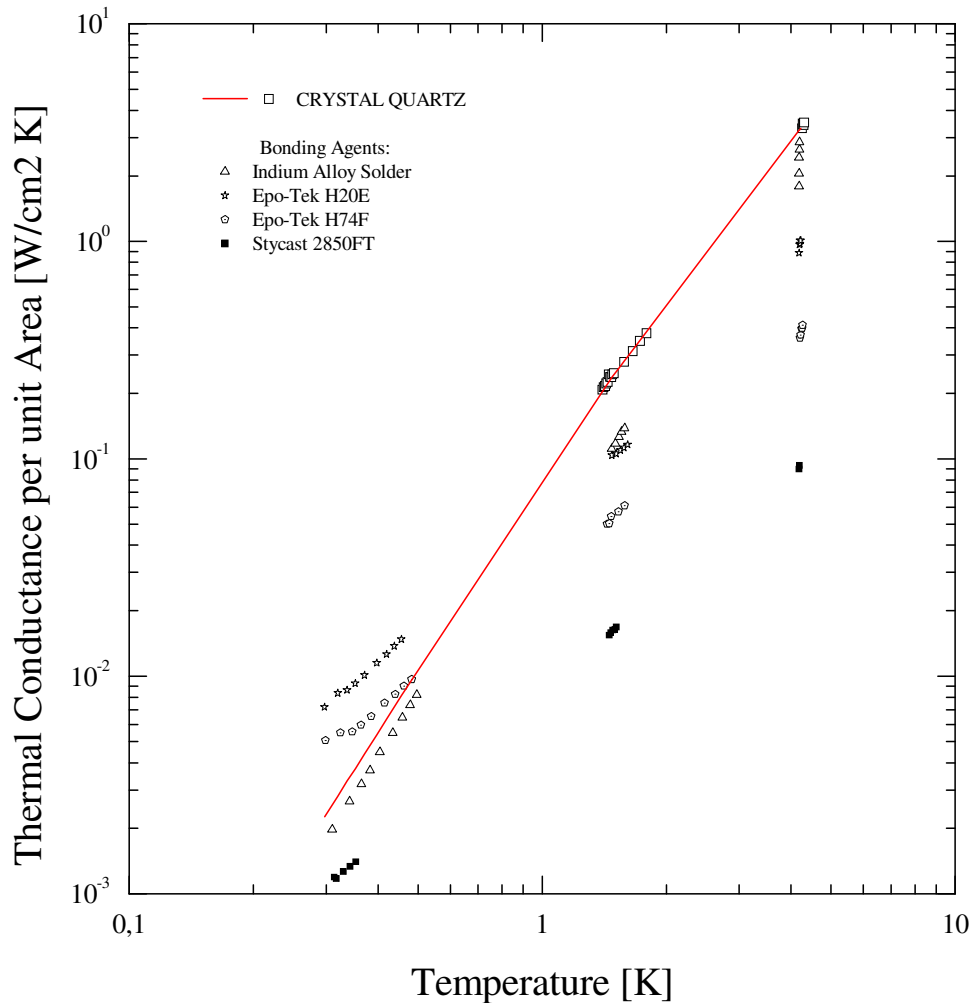


Figure (12). Thermal conductance per unit area of several bonding agents.

The area of contact of the samples was $3 \times (0.01 \text{ cm}^2)$ in crystals and (0.2 cm^2) for Stycast 2850FT.

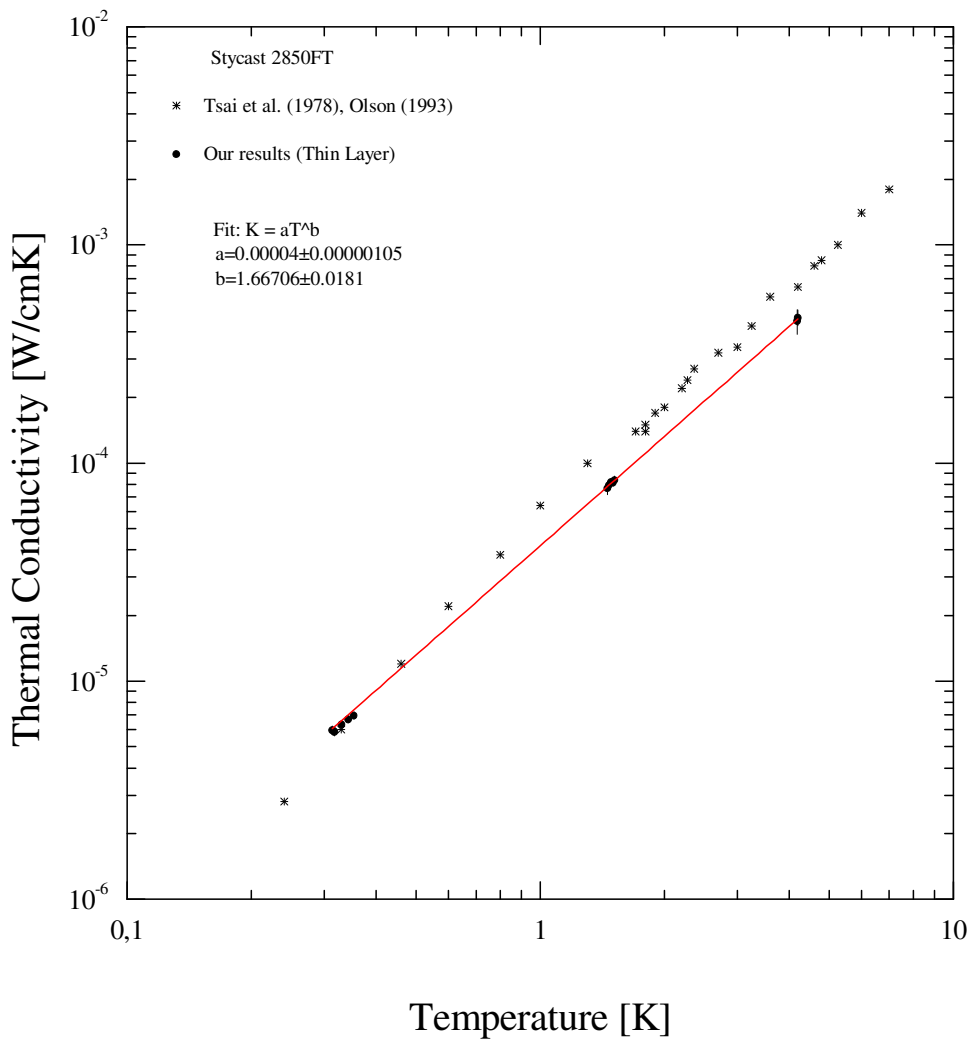


Figure (13). Thermal Conductivity of Stycast 2850FT Epoxy.

For an EMI Filter (Capacitor), its thermal conductance was calculated with less than 10 % error. The results were compared with each thermal shunt reduced at area of contact of 1x (0.05 x 0.05 cm²) for one crystal covered only by one layer bonding. We

also reduced the results for Stycast 2850FT at (0.05 x 0.05 cm²) and we plotted them on the same graphic, Figure (14).

$$K_{EMI-Scanner-Filter} = (0.00002 \pm 0.000000124)T^{(2.30725 \pm 0)} \frac{W}{K} \dots\dots\dots (28)$$

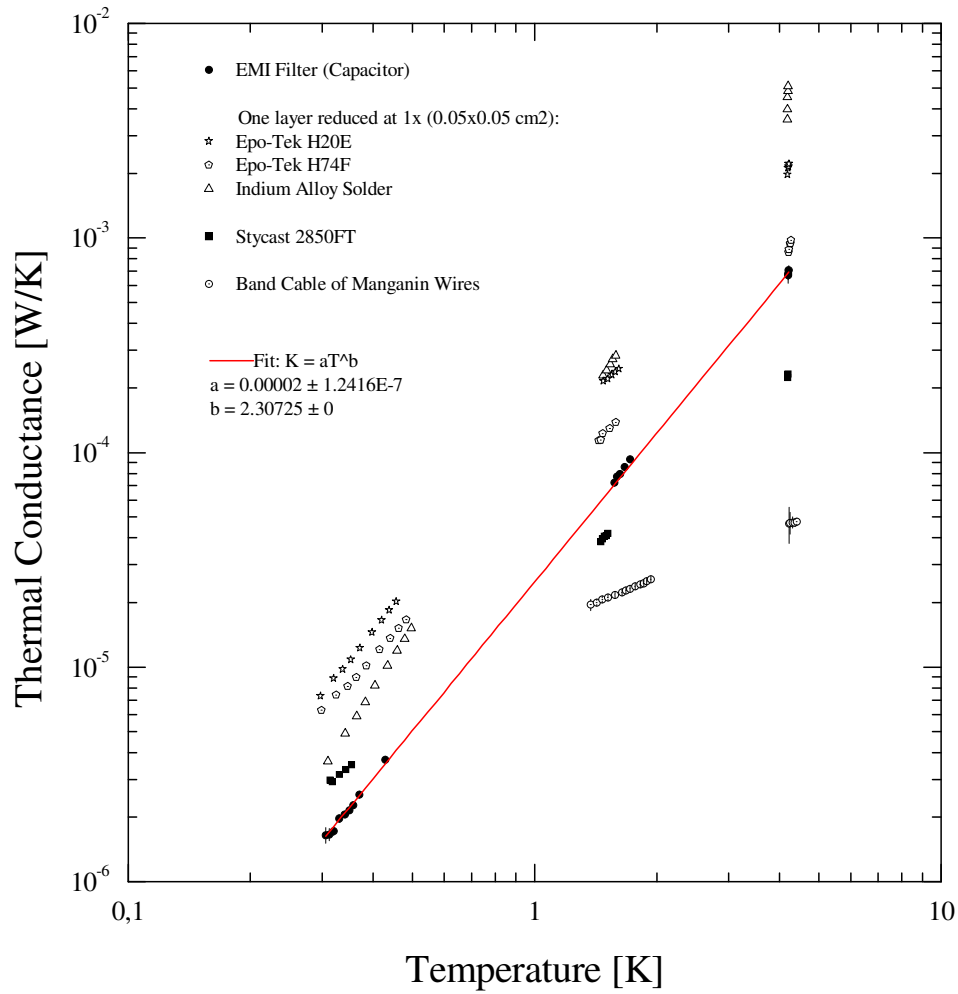


Figure (14). Thermal conductance of one EMI Filter Capacitor, compared with each thermal shunt reduced at contact area of 1x (0.05 x 0.05 cm²) only with one layer bonding.

Finally, referring to the inset in Figure (15), we have observed how the heat is absorbed by a sink that is hold to a cold plate of the cryostat, which attach a band of Manganin wires. Varying the power, the heat flows through the wires from one end of the band, and then is dissipated on the sink while at the other end of the band its temperature

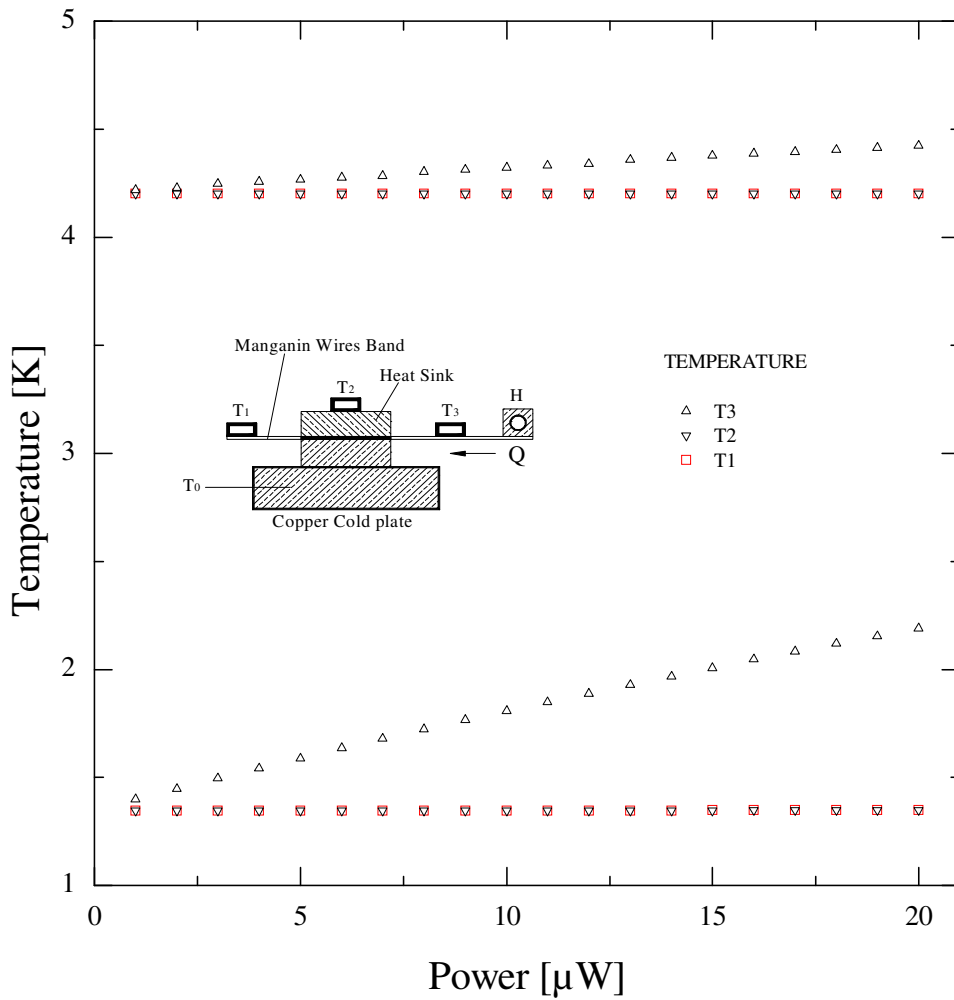


Figure (15). Heat on the band cable is dissipated by a heat sink (thermal shunt). We observe that by increasing the power; the temperature on one end of the band increases, while at the other end, the temperature remains constant.

remains constant. The thermal conductance on this band wires was measured with less than 10 % of error. The results are plotted in Figure (14).

$$K_{Mn-Wires-Band} = (0.00002 \pm 0.000000056)T^{(0.7674 \pm 0.00304)} \frac{W}{K} \dots\dots\dots (29)$$

Table (3) shows a summary of our experimental results.

Sample / Bonding Agent	Thermal Conductivity k [W/cm K]	Thermal Conductance K [W/ K]	Thermal Conductance per unit Area of the Bonding Agent K/A [W/cm ² K]	Temperature Range [K]
Crystal Quartz	$0.1254T^{2.50331}$	-	-	1.3-4.2
Crystal Quartz / Epo-Tek H20E	-	$0.00013T^{2.37144}$	-	0.3-1
Crystal Quartz / Epo-Tek H74F	-	$0.00008T^{2.08573}$	-	0.3-1
Crystal Quartz / Indium Alloy Solder	-	$0.00013T^{3.02912}$	$0.06895T^{3.03925}$	0.3-1
EMI Filter (Capacitor)	-	$0.00002T^{2.30725}$	-	0.3-4.2
Stycast 2850FT Epoxy (Thin Layer)	$0.00004T^{1.66706}$	$0.00002T^{1.66706}$	$0.00835T^{1.66706}$	0.3-4.2
Band Cable of Mn wire / Epo-Tek 353 ND-4	-	$0.00002T^{0.7674}$	-	1.3-4.2

Table (3). Summary of our experimental results. The fit in column three (for Crystal Quartz / Bonding Agent), refers to a sample with one layer, reduced at 1x (0.05 x 0.05 cm²) of contact area. In column four the data for quartz/silver epoxy and Aluminum epoxy could not be fitted by a power law ($K = aT^b$).

4.2. Applications

a) Thermal Shunts:

Since more than one hundred years ago, crystal quartz has attracted attention for many applications especially by its thermal characteristics and its electrical insulating properties. For the project *LABOCA*, this material is acting as thermal shunt, because we have seen that crystal quartz offers the maximal protection from extraneous thermal loads on the cryogenic detectors if we select the optimal bonding agent. Thermal shunts are placed on the Copper ring, just outside the bolometer wafer.

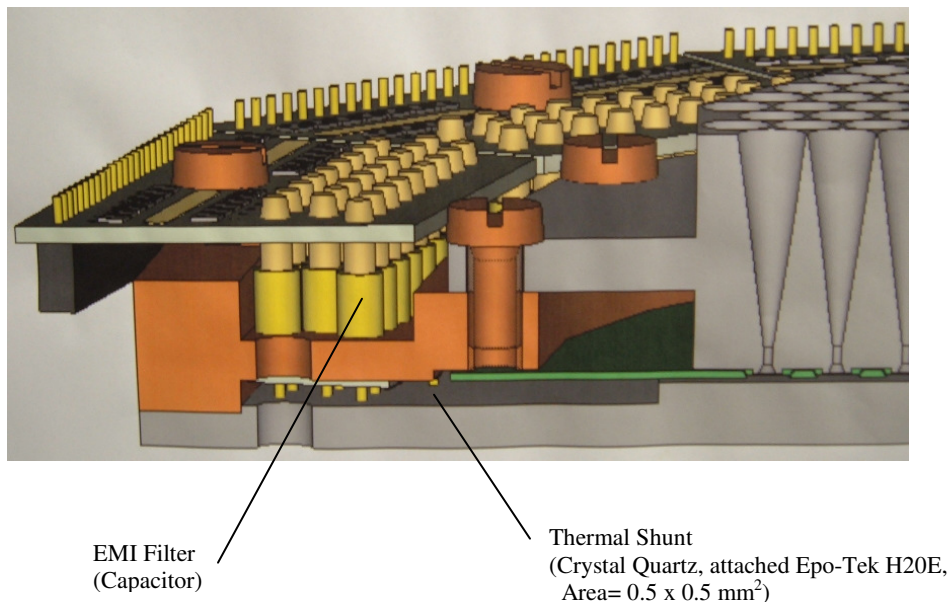


Figure (16). Section of *LABOCA*, in red: Bolometer ring, made of Gold-coated Copper. In grey: Horn array and reflector plate machined out of Aluminum. The diameter of the cylindrical waveguide amounts to 0.54 mm. In Green: Silicon wafer with thermistors, electrical connections and diaphragms on the lower surface. In yellow: IMI Filter Capacitors, for the suppression of interference at radio frequencies³ (Drawing by Gundula Lunderhausen).

The array is mounted inside a Copper ring to electrically insulating thermal shunts by Gold wire bonding. The filters (capacitors) are screwed in to the ring. Any heat

entering via them is dissipated by thermal contact onto the ring. In addition, the thermal shunts carry the bias resistor chips, which are also bonded with gold wires. Copper screws connect the ring carrying the bolometers on one side to the horn array, and on the other side to the cold plate at 0.3 K.

b) Conductive and Insulating Epoxies:

The thermal conductivity and the expansion coefficient are some properties that must be considered at the moment for choosing the materials that will be used in the experiments to low temperatures. Often it is required to have a suitable thermal contact, but that at the same time provides electrical isolation, or in the other way; that it constitutes the best agent of union to fill the empty spaces on the contact surfaces and to increase the conductance of the mechanism, as has been indicated before. A good example of application for Stycast 2850FT is for holding the PC boards for electrical connections in the copper mounts. The small glass grains contained in this material, allow an insulating thin layer to form on the metal strips, which then serve as heat dissipaters when the wires are connected, see Figure (9f). Another application of this epoxy will be explained on the next sections, where it is used as an absorber to form a black coating inside the cavities of the blackbodies.

c) Band Cable of Manganin Wires:

In all cryogenic detector systems, we must be sure that the extraneous thermal loads are eliminated. For example, a good conductor like Copper would have also a good thermal conductance and if it were used inside a cryostat, would provide a good thermal

path between parts at different temperatures. That is why a resistive wire like Manganin is better in this respect, but only if wire is used only for measurement. Heat conduction in metals is via electrons; therefore a resistive wire has a low thermal conductance. The thermal properties of Manganin wire allow us to have a good solution for wide bands of wires in contact with a flat contact surface.

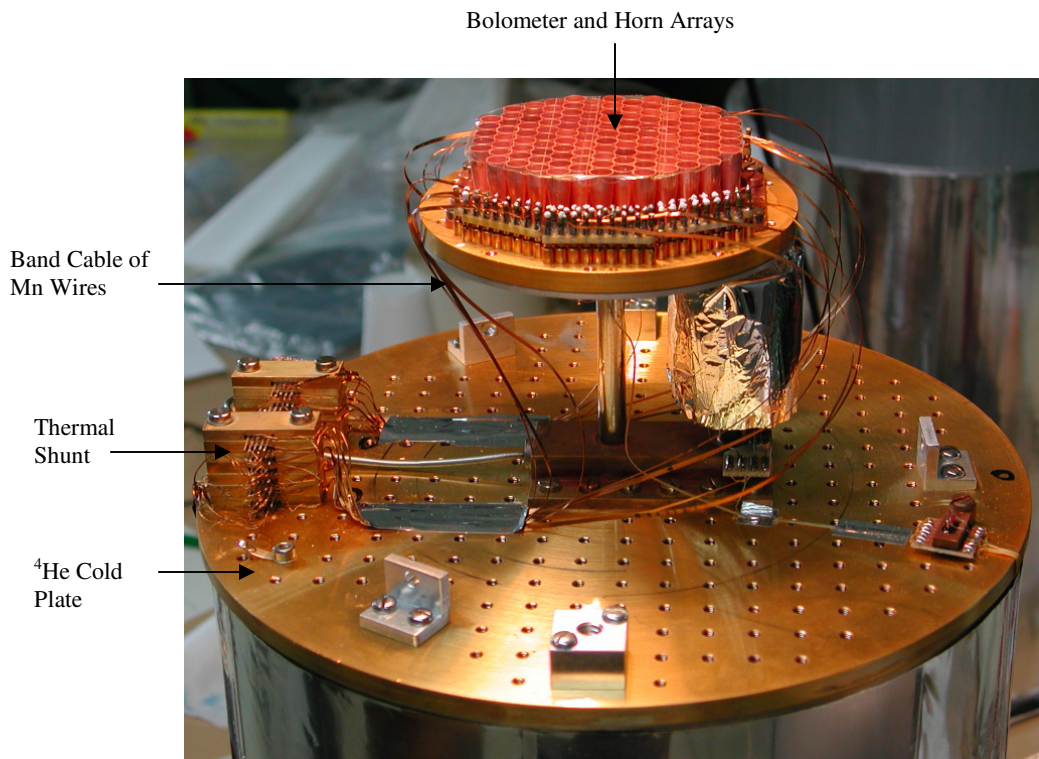


Figure (17). MAMBO-II (Max-Planck Millimeter Bolometer array with 117 channels). The Bands Cable of manganin wires are attached by copper heat sinks where the heat is dissipated to the cold plate of the cryostat.

Selecting the best insulating but good thermally conducting epoxy, for example the Epo-Tek 353ND-4, we can to attach the band by sandwiching it between two rectangular Copper blocks such that they are in perfect thermal contact with the cold plate

of the cryostat. Then the heat passing through the band from its electrical leads, is dissipated in the sink before arrives to the leads on the other end, or in opposite sense. The whole idea for the band cable thermal shunts is a simple and easy way to heat sink the large numbers of wires required for large arrays of bolometers as we can see on Figure (17).

PART - TWO

The Spectral Calibration System

5. THE SPECTRAL CALIBRATION SYSTEM

5.1. The Blackbody Sources.

Instruments that are used to measure radiant energy distribution accurately over large spectral ranges must be calibrated with a source of radiant energy of known distribution over the desired spectral range. The ideal source for this purpose is the blackbody. This source of radiant energy, whose distribution as a function of wavelength and temperature is given by Planck's well known radiation formula, can be considered the primary standard of radiation.

By definition, an ideal blackbody is a body at a uniform temperature with an emissivity of one. It can be approximated by an enclosure of any opaque material at uniform temperature having a small opening for the emission of radiation. However, in order to obtain sufficient quantities of radiant energy for practical measurements, it is necessary to have an opening whose area is appreciable. In this case, the radiance of the enclosure is less than that of an ideal blackbody at the same temperature, and the spectral distribution of radiant energy from a practical blackbody depend upon the configuration of the enclosure, the material of the walls, and the type of reflection of the internal radiation from the walls (diffuse or specular), as well as upon the temperature. The amount of the departure for simple geometrical configurations as cylinder, cone, sphere, etc., has been calculated before by Gauffé³⁵.

On the assumption that the walls are diffuse reflectors, Gouffé finds that the emittance of a black body as a function of the emissivity of the material, of which it is made, is given approximately by the expression:

$$\epsilon_0 = \frac{\epsilon \left\{ 1 + (1 - \epsilon) \left[\frac{s}{S} - \frac{s}{S_0} \right] \right\}}{\epsilon \left(1 - \frac{s}{S} \right) + \frac{s}{S}} \dots\dots\dots (30)$$

where ϵ_0 is the emittance of the blackbody, ϵ is the emissivity of the material of which the blackbody proper is made, s is the area of the opening through which radiation leaves the cavity [cm^2], S is the total area of the enclosure, including that of the opening, [cm^2] and S_0 is the area of the surface of a sphere whose diameter is equal to the depth of the cavity (measured from the plane of the opening to the deepest point of the cavity). It is evident from the form of this expression that ϵ_0 does not depend critically on the value of ϵ if the ratio s/S is small.

The emissivity ϵ can also be applied to sources that are not blackbodies. It is a function of the type of material and its surface finished, and it can vary with wavelength and with the temperature of the material; is given by the ratio of the radiant emittance W' of the source to the radiant emittance W of a blackbody at the same temperature, $\epsilon = \frac{W'}{W}$; (we will extend these concepts in the next section). Thus the emissivity is a number whose value lies between the limits of zero for a non radiating source, for example an ideal mirror, and unity for a blackbody. When radiant energy is incident on a surface,

three processes can occur: a fraction of the incident energy α may be absorbed, a fraction ρ may be reflected, and a fraction τ may be transmitted. Since energy must be conserved, the following relationship can be written $\alpha + \rho + \tau = 1$. By definition, a blackbody absorbs all of the incident radiant energy so that $\alpha=1$ and $\rho=\tau=0$. Kirchhoff's law states that at a given temperature, the ratio of radiant emittance to absorptance is a constant for all materials and that is equal to the radiant emittance of a blackbody at that temperature:

$$\frac{W'}{\alpha} = W \quad \text{or} \quad \frac{\epsilon\sigma T^4}{\alpha} = \sigma T^4 \dots\dots\dots (31)$$

from this it follows that $\epsilon = \alpha$. Thus the emissivity of any material at a given temperature is numerically equal to its absorptance at that temperature. Since an opaque material does not transmit energy, $(\alpha + \rho) = 1$ therefore

$$\epsilon = 1 - \rho \dots\dots\dots (32)$$

this is a particular convenient relationship, since it is often easier to measure reflectance than to measure emissivity directly.

According to the principles stated above, two blackbody sources operating at 77 and 300 K respectively were designed to be adapted to a Martin-Puplett interferometer³⁶. This instrument is suitable for calibration purposes under laboratory conditions. The sources are symmetrically placed at 90° and separated 7.65 cm from a rotating wire-grid polarizer

placed at 45° , which is acting as modulator. The schematic arrangement for these sources is shown in Figure (18).

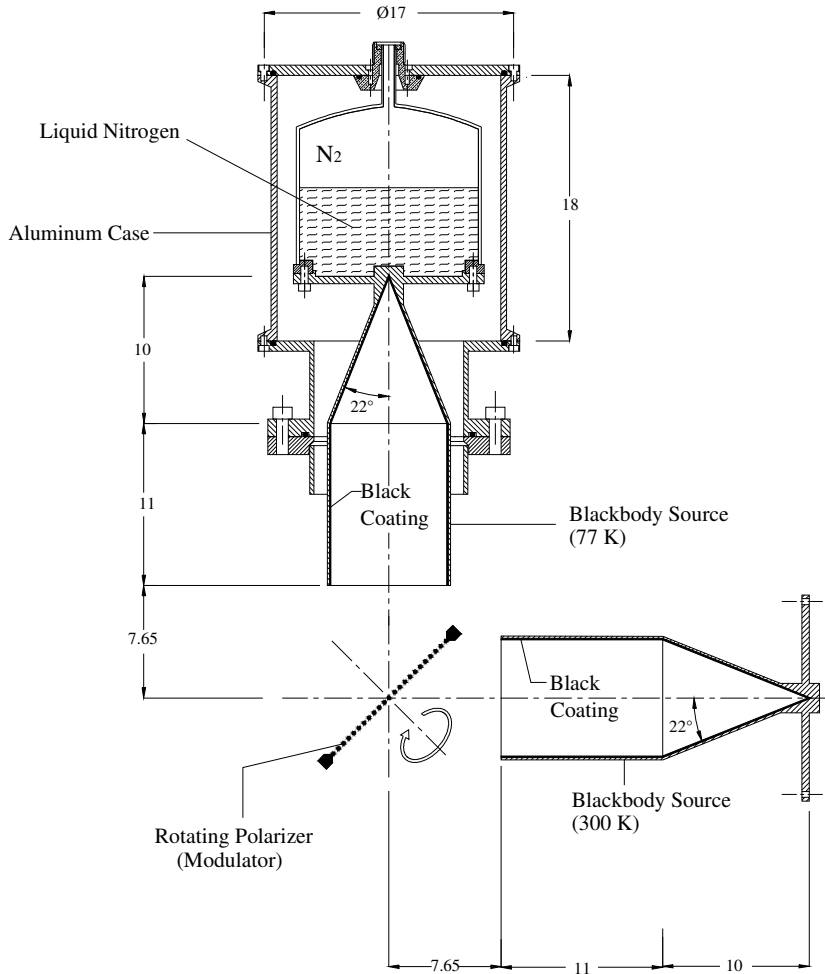


Figure (18). Two Blackbody Sources, operating at 77 and 300 K respectively.

Following various indications on preparation as well as the work of James J. Bock³⁷, each cavity has a black coating in order to attenuate sub-millimeter radiation, based on Stycast 2850 FT Epoxy²⁵, carbon³⁸, and glass beads³⁹ that covers all inside surfaces. Apart from their absorption of sub-millimeter radiation, the function of the glass

beads is to make the surface rough to produce a diffuse reflection of the radiation in the cavity. The Stycast is used with catalyst 9, according the manufacturer’s instructions. The carbon and the glass beads are stirred into the mixture taking care that the carbon is completely incorporated. The viscous mixture is spread onto the surface, which is roughened by grinding and then cleaned in acetone before the application of the coating. Depending on quantity of these materials on the mixture, the roughness and absorptivity may be varied. The composition of the black coating used for these cavities is shown in Table (4).

Ingredient	Composition by Mass
Stycast 2850FT ²²	68%
Catalyst 9	5%
Carbon Lampblack ³⁹	7%
150-250 μm Diameter Glass Beads ⁴⁰	20%

Table (4). Composition of Black Coating for the cavities

Referring to Figures (18) and (19), both copper cores have a cylindrical cavity of 8 cm diameter and 11 cm depth combined with a conical section at 22° and 10 cm depth. This implies that for each source we have: $s \cong 50.2656 \text{ cm}^2$, $S \cong 462.0608 \text{ cm}^2$ and $S_0 \cong 1385.4456 \text{ cm}^2$. We assume the same values for reflectance as those of the Bock’s measurements at room temperature for this black coating ($\rho \sim 0.1$ at 10 cm^{-1} and $\rho \sim 0.075$ at 20 cm^{-1} respectively), and take into account that the emissivity for any material at a given temperature is $\varepsilon = 1 - \rho$. Therefore we may calculate the emissivity for each one of

ours blackbodies. Applying equation (30) we arrive at the following emissivities: $\epsilon_0 \cong 0.9952$ at 10 cm^{-1} and $\epsilon_0 \cong 0.9966$ at 20 cm^{-1} respectively. Figure (19) shows the sources before mounting on the interferometer.

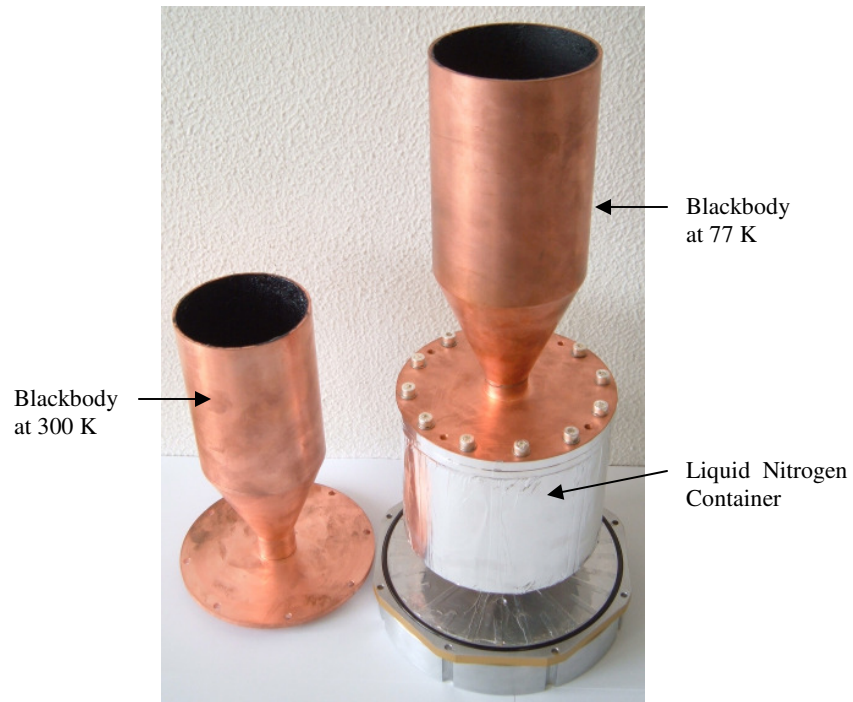


Figure (19). Two Blackbody Sources, with black coating based on stycast 2850 FT, carbon and glass beads. Left: the source for 300 K. Right: adapted to a vessel for liquid nitrogen at 77 K.

5.2. Thermal Radiation Laws

In order to explain the energy distribution in the spectrum of a blackbody, Planck derived the following law:⁴⁰

$$W_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda kT}} - 1} \right) \dots\dots\dots (33)$$

where W_λ is the spectral radiant emittance [$\text{Wcm}^{-2}\mu^{-1}$], λ is the wavelength [μ], h is the Planck's constant = $(6.6256 \pm 0.0005) \times 10^{-34}$ [W sec^2], T is the absolute temperature [K], c is the velocity of light = $(2.997925 \pm 0.000003) \times 10^{10}$ [cm sec^{-1}], and k is the Boltzmann's constant = $(1.38054 \pm 0.00018) \times 10^{-23}$ [W sec K^{-1}].

Integrating Planck's law, equation (33), over wavelengths from zero to infinity gives an expression for the radiant emittance, the flux radiated into a hemisphere from a blackbody of 1 cm^2 area. This is commonly known as the Stefan-Boltzmann law,

$$W = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \dots\dots\dots (34)$$

where W is the radiant emittance [W cm^{-2}] and σ is the Stefan-Boltzmann constant = $(5.6697 \pm 0.0029) \times 10^{-12}$ [$\text{W cm}^{-2} \text{K}^{-4}$]. Differentiating Planck's law, equation (33), and solving for the maximum gives Wien's displacement law,

$$\lambda_m T = a \dots\dots\dots (35)$$

where λ_m is the wavelength of maximum spectral radiant emittance, $a = 2897.8 \pm 0.4 \mu\text{K}$. Thus the wavelength at which the maximum spectral radiant emittance occurs varies inversely with the absolute temperature. At the wavelength of the maximum, the value of the spectral radiant emittance is

$$W_{\lambda_m} = 21.20144 \left[\frac{2\pi^5 hc^2}{\left(\frac{ch}{k}\right)^5} \right] T^5 = bT^5 \dots\dots\dots (36)$$

where W_{λ_m} is the maximum spectral radiant emittance [$\text{W cm}^{-2} \mu^{-1}$], $b = 1.2862 \times 10^{-15}$ [$\text{W cm}^{-2} \mu^{-1} \text{K}^{-5}$]. Hence the value of the maximum spectral radiant emittance from a blackbody is proportional to the fifth power of its absolute temperature.

The radiation laws can also be written in terms of photons³⁵, a form that will be useful in discussing the performance of photon detectors. If Planck's expression (33) is divided by $\frac{hc}{\lambda}$, which is the energy associated with one photon in [W sec], and considering that $1 \text{ watt} = 5.0345 \times 10^{18} \lambda$ [photon sec^{-1}], where λ is in microns [μ]; the results is the spectral radiant photon emittance:

$$Q_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \left(\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda kT}} - 1} \right) \dots\dots\dots (37)$$

where Q_λ is the spectral radiant photon emittance [$\text{photon sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu^{-1}$]. The Stefan-Boltzmann law, (34), becomes

$$Q = \frac{1}{25.79463} \left[\frac{4\pi^4 c}{\left(\frac{ch}{k}\right)^3} \right] = \sigma' T^3 \dots\dots\dots (38)$$

where Q is the radiant photon emittance [photon sec⁻¹ cm⁻²], $\sigma' = 1.52041 \times 10^{11}$ [sec⁻¹ cm⁻² K⁻³]. Therefore the rate at which photons are emitted from a blackbody varies as the third power of its absolute temperature, rather than as the fourth power relationship observed with radiant flux. The Wien displacement law, (35), becomes

$$\lambda'_m T = \frac{1}{3.92069} \left(\frac{ch}{k} \right) = a' \dots\dots\dots (39)$$

where λ'_m is the wavelength of maximum spectral radiant photon emittance, $a' = 3669.73$ [μ K]. Thus the displacement law has the same form for both flux and photons, but the wavelength at which the maximum occurs is about 25 % greater for photons. Therefore, the Wien's law, (36), becomes

$$Q'_{\lambda m} = 4.77984 \left[\frac{2\pi c}{\left(\frac{ch}{k}\right)^4} \right] T^4 = b' T^4 \dots\dots\dots (40)$$

where $Q'_{\lambda m}$ is the maximum spectral radiant photon emittance [photon sec⁻¹ cm⁻² μ ⁻¹], and $b' = 2.10098 \times 10^7$ [sec⁻¹ cm⁻² μ ⁻¹ K⁻⁴].

5.3. The Martín-Puplett Interferometer

An extensive description of this calibration system by using a Martín-Puplett interferometer³⁶ is given by Johannes Gromke⁴¹. The basic optical components are: a 10 cm diameter wire-grid rotating polarizer, a beam splitter with its wire-grid turned at 45° to the normal to the paper, and an analyzer with its wire-grid normal to the paper. All grids are wound from tungsten wire of 10 μm diameter with a grating constant of 30 μm . Two brass roof-mirrors are formed by two reflector surfaces which face each other are at 90°; the roughness of the surfaces amounts to 2.5 μm . One of the mirrors remains fixed and the other can be driven smoothly by an electrical motor with a maximum speed of ~ 300 [$\mu\text{m}/\text{sec}$] along of its sliding axis with a length of 30 cm.

The operational principle of the interferometer is based on two combined beams from two blackbody sources operating in high vacuum environment at 77 and 300 K respectively. The beams are transmitted through the polarizer, rotating at 15 Hz frequency and oriented at 45° between the blackbody sources (in a wire polarizer, the transmitted wave has the E-vector perpendicular but the reflected wave parallel to the wires). Then, they are divided into two partial beams of equal amplitude by the beam splitter located at 45° with respect to the direction of the incident radiation, and reflected by both roof mirrors where the E-vector changes its direction to 90°. (The beams go through the beamsplitter again, which now, because of the rotation of polarization induced by the roof mirrors, acts as beam combiner). The beam then passes through an analyzer, where one polarization is transmitted and other reflected and absorbed by an Eccosorb AT 72 disc. The transmitted beams are plane-polarized, with amplitude which

varies periodically with its path difference. After leaving the interferometer via the window, the radiation is focused by a paraboloidal-reflector mirror on the detector, which converts the radiation in an electrical signal. Finally the signal is registered and visualized with help of the PC software. The whole configuration is shown on Figure (20).

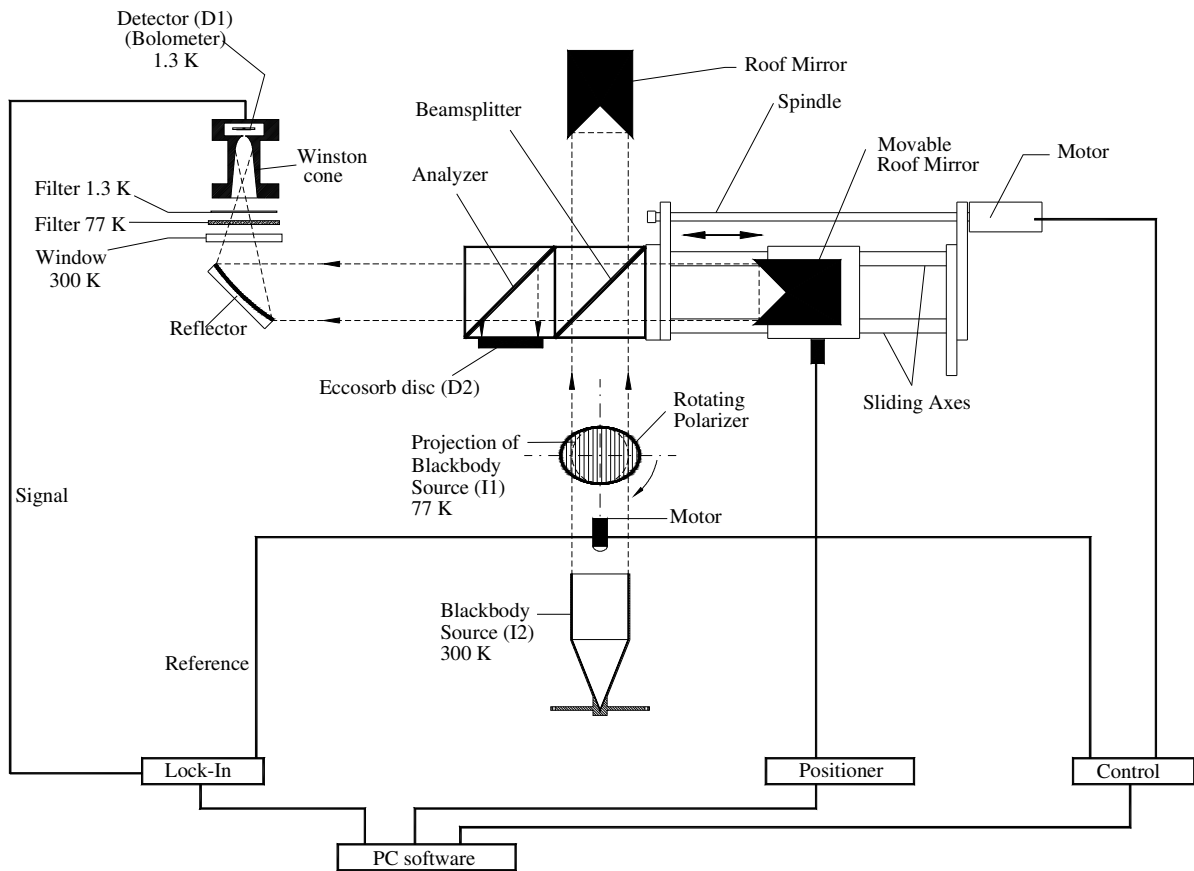


Figure (20). Schematic diagram for complete calibration system with two blackbody sources operating at 77 and 300 K, installed in a Martin-Puplett interferometer

Martin & Puplett have found that with a monochromatic source, the beams are elliptically polarized after recombination with an ellipticity varying periodically with increasing path difference between the divided beams³⁶, therefore one receives a change

of the intensity at the detector, depending on this path difference and this interferogram is a cosine function of period λ , with half the amplitude of the total intensity I_0 incident on the beam splitter :

$$I(x) = \frac{I_0}{2}(1 + \cos \Delta) \dots\dots\dots (41)$$

where $\Delta = (2\pi k)x$, (where x is the path difference).

However, our system has two entrances and two exits, called I_i and D_j , for $i = 1, 2$ and $j = 1, 2$ respectively. When both, the transmitted and reflected radiation by the analyzer should be measured, we have to remove the Eccosorb disc and put a second detector there instead. A more practical implementation would be a cryostat with two detectors separated by an inter wire grid. This is a possible improvement for the future. In this case, the fraction of intensity $f_{i,j}$ detected at D_j irradiated into the entrance I_i will be:

$$f_{i,j} = \frac{1}{2}(1 \pm \delta_{i,j} \cos \Delta); \quad \delta_{i,j} = \begin{cases} +1 & ; \quad i = j \\ -1 & ; \quad i \neq j \end{cases} \dots\dots\dots (42)$$

If polarizer and analyzer are parallel aligned, then the sign is positive, if they are crossed, the sign is negative. If the sources at entrances which send radiation with intensities I_1 and I_2 and with the same wave number $k = \frac{1}{\lambda}$, then the intensity detected at D_i have a constant term and a cosine function whose amplitude is proportional to the difference of the intensities:

$$f_{1,1}I_1 + f_{2,1}I_2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_2) \pm \frac{1}{2}(I_1 - I_2) \cos \Delta \dots\dots\dots (43)$$

If the rotating polarizer is activated, then the sources I_1 and I_2 are alternating at the entrances. One can detect the signal with a lock-in amplifier at frequency 2ω (during a revolution of the polarizer each passing direction arises twice), then the independent term is suppressed and the signal received is equal to the difference of the incident intensities.

$$f_{1,1}I_1 + f_{2,1}I_2 - (f_{1,1}I_2 + f_{2,1}I_1) = (I_1 - I_2) \cos \Delta \dots\dots\dots (44)$$

The not modulated component $\frac{1}{2}(I_1 + I_2)$, does not contain spectral information and since it can have noise, the suppression of this term is desirable. The amplitude of the modulated term is only half as large without use of a rotating polarizer.

In wide-band spectrum (understood as the sum of many monochromatic portions of the spectrum) the value $G(k)$ indicates, with which relative intensity radiation with the wave number k is emitted. The interference pattern or the associated interferogram consist then of cosine functions, whose amplitudes are proportional to the size of the appropriate spectral value. For a not rotating polarizer, the interferogram has the form:

$$I(x) = \pm \int_0^{\infty} G(k) \cos(2\pi kx) dk + \int_0^{\infty} G(k) dk = \pm V(x) + \frac{I(0)}{2} \dots\dots\dots (45)$$

where $V(x) = \int_0^{\infty} G(k) \cos(2\pi kx) dk$ and $\frac{I(0)}{2} = \int_0^{\infty} G(k) dx$, $I(0)$ is the intensity at zero path difference.

Application of the Fourier-Integral theorem for the even function $I(x)$ gives us the desired spectrum

$$G(k) = 4 \int_0^{\infty} \left[I(x) - \frac{I(0)}{2} \right] \cos(2\pi kx) dx \dots\dots\dots (46).$$

in terms of the measured quantity $I(x)$. This is the fundamental relation of Fourier-transform spectroscopy⁴².

If one uses a rotating polarizer and does a phase-sensitive detection, then the constant term $\frac{I(0)}{2}$ is omitted and the signal intensity is doubled, therefore

$$I(x) = \pm V_{rot}(x) = \pm 2V_{fixed}(x) \dots\dots\dots (47)$$

the sign depends on the used exit and on the phase setting of the lock-in of amplifier.

Applying the inverse Fourier transform to equation (47) we can get the spectrum of the interferogram:

$$G(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} V_{rot}(x) e^{-2\pi kxi} dx \dots\dots\dots (48)$$

where $K = \text{constant}$.

In general, the interferogram is measured as a function of path difference, and the spectrum is computed from equations (46) or (48).

Over a finite interval the Fourier-transform taken continuously for an interferogram is

$$G'(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} R(x)V(x)e^{-2\pi kxi} dx = \tilde{R}(k) * \tilde{G}(k) \dots\dots\dots (49)$$

where

$$R(x) = \begin{cases} 1 & ; -L < x < L \\ 0 & ; x > |L| \end{cases}$$

Two equivalent monochromatic sources are separable, if they are separated from each other at least $\Delta(k) = 0.7/L$, where L is the maximum optical path difference. That corresponds for instance to $FWHM \approx 0.68/L$ of a sharp isolated line.

The spectrum of a monochromatic source, which emits radiation of wave number k_0 on a finite measuring interval $2L$, gives a function called Apparatus function:

$$S(k) = \frac{2L \sin[2\pi(k_0 - k)L]}{2\pi(k_0 - k)L} \dots\dots\dots (50)$$

$S(k)$, affects the form of the spectrum as follows: the spectral lines are expanded, negative intensities arise, beside the maximum there are additional frequency portions. In order to suppress computationally these wrong frequency portions, $V(x)$ is multiplied first by the Apodization function, $A(x)$ and implemented the Fourier transformation

$$G(k) = K \int_{-\infty}^{\infty} A(x)V(x)e^{-2\pi kxi} dx \dots\dots\dots (51)$$

Such a function is for example the triangle function

$$A(x) = 1 - \frac{|x|}{L} \dots\dots\dots (52)$$

For a monochromatic source of wave number k_0 , the spectrum results after the triangle apodization is

$$S_a(k) = L \left\{ \frac{\sin[\pi(k_0 - k)L]}{\pi(k_0 - k)L} \right\}^2 \dots\dots\dots (53)$$

If we compare the spectrum of equation (50) with (53), we will observe that the intensity of the maximum is reduced to approximately a quarter and the negative intensities will disappear, however, the half width will increase and the resolving power will drop to $0.9/L$.

The purpose of the apodization function is to reduce the discontinuity at the ends of interferogram of finite length by reducing the intensity of the measured interferogram gradually to zero at the end points. In practice, apodization has proved useful for cleaning up noisy spectra and judging the significance of structure near narrow absorption lines.

5.4. Lubrication of the Mechanisms Inside the Interferometer.

High vacuum conditions in the interferometer avoid measurement artifacts due to atmospheric water absorption and reduce the boil-off of the liquid nitrogen in the 77 K blackbody source. However operation under these conditions implies finding vacuum lubricants for all mechanisms of the interferometer, especially the large ball bearing (SKF 61828-France)⁴³ shown on Figure (21), that supports the rotating-polarizer, the sliding axes and the large spindle which produces the mirror movement, as we can see on the picture, after opening the vacuum chamber (Figure 22).

Lubrication in general serves several purposes. Primarily lubrication reduces friction and wear. Along with a reduction in friction comes the additional benefit of lower power requirements for a mechanism to function. Another beneficial aspect of lubrication is that it provides media for increased thermal conduction to reduce temperature gradients, which, with decreased wear will increase the life of a mechanism. Other benefits are the improved uniformity of motion and mechanism position.

The inherent nature of vacuum poses many challenges for choosing a suitable lubricant. Water, air and other “uncontrolled contaminants” are absent and so clean, degassed materials at a friction interface may fuse or cold-weld causing catastrophic failure. While a ball bearing, for example, may operate for months or years in an air atmosphere due to the presence of these “contaminants”, in a vacuum the bearing could cold-weld within minutes to ours of operation⁴⁴. Therefore and because of the cleaner atmosphere that a vacuum provides, proper lubricant selection is especially important. Two mayor types of lubricant are usually considered for vacuum service: fluid lubricants

such as oils and greases, and dry lubricants such as molybdenum disulfide. For lubrication, grease is inferior to oil in some aspects as it is not suited to high speed operation due to lower fluidity and a tendency to accumulate frictional heat. However it is recommended⁴⁵ especially for ball bearings, for smaller and lighter machines or equipment, as handling becomes easier and pollution by oil leakage is reduced.

Oils and greases evaporate. Low environmental pressure and elevated temperature increase the rate exponentially. The loss of a lubricant by evaporation can be severe enough that the bearing can become starved of its lubricant and possibly fail. As the lubricant evaporates it may condense on other surfaces such as optics of the interferometer, creating a potentially harmful threatening contamination. And while the lubricant has an increased evaporation rate in vacuum, other materials in the mechanism may also outgas to great extent and can contaminate the lubricant.

K. G. Roller⁴⁶ explains that the evaporation rate for wet lubricants used in vacuum included both oils and greases, can be calculated by the Langmuir equation as

$$G = \frac{P}{17.14} \left(\frac{M}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (54)$$

where G is the evaporation rate [$\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$], M is the molecular weight of the substance [g mol^{-1}], T is temperature [K], P is the vapor pressure [mm Hg]. The value for G , the evaporative or sublimative weight loss rate, for oils and greases, useful as lubricants in vacuum ranges from 10^{-9} to $10^{-13} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at room temperature, and the typical ranges for M are 500-1200 g mol^{-1} .

In order to get an excellent lubrication, firstly we dismantled the bearing and removed as well as was possible, the adhered particles, such as manufacturing oils or residuals of another lubrications that were used before. We used different solvent washings as follows: alkaline detergent with water (1: 5 %), isopropanol and acetone. We



Figure (21). Steel-Ball bearing for the polarization modulator.

Size: $d=140$ mm, $D=175$ mm, $H=18$ mm, balls diam.=10 mm.

introduced the bearing inside a container with the solvent, which was immersed into a bath with ultrasonic agitation for 10 minutes (this step was repeated for each solvent); then the bearing was dried by means of air pressure before put it in an oven at temperature of 120 °C during at least 2 hours to evaporate the solvent residuals. Finally we proceeded to make the lubrication. For our purposes, we used high vacuum grease (05043-CF, Braycote Micronic 803)⁴⁷ with an evaporation rate ($< 5 \times 10^{-11}$ [g cm⁻² sec⁻¹]

measured at room temperature)⁴⁸, that was manually applied afterwards the heating at very small quantities; since this way, the lubricant comes into intimate contact with the clean surface before oxygen and organic molecules present in the environment. A second compatible grease (05048-AB Fomblin VAC3)⁴⁹ was considered as optional.

For lubrication on the sliding axes and spindle, it was not necessary to disassemble them; after removing the aluminum case that protects them, we started to remove the dust manually using cleanroom towels. While the mirror was in movement in both directions, at its highest speed ($\sim 300 \mu\text{m}/\text{sec}$), the dust particles were removed by applying pressure on the spiral of the screw with a dry towel. The sliding axes of the mirror also were cleaned on this way. Then, in similar way, but with a towel that had been impregnated with a very small amount of the grease a thin film was applied. Driving the mirror movement from left to right repeatedly, caused the grease's film to expand uniformly throughout the surfaces of the axes and the spindle.

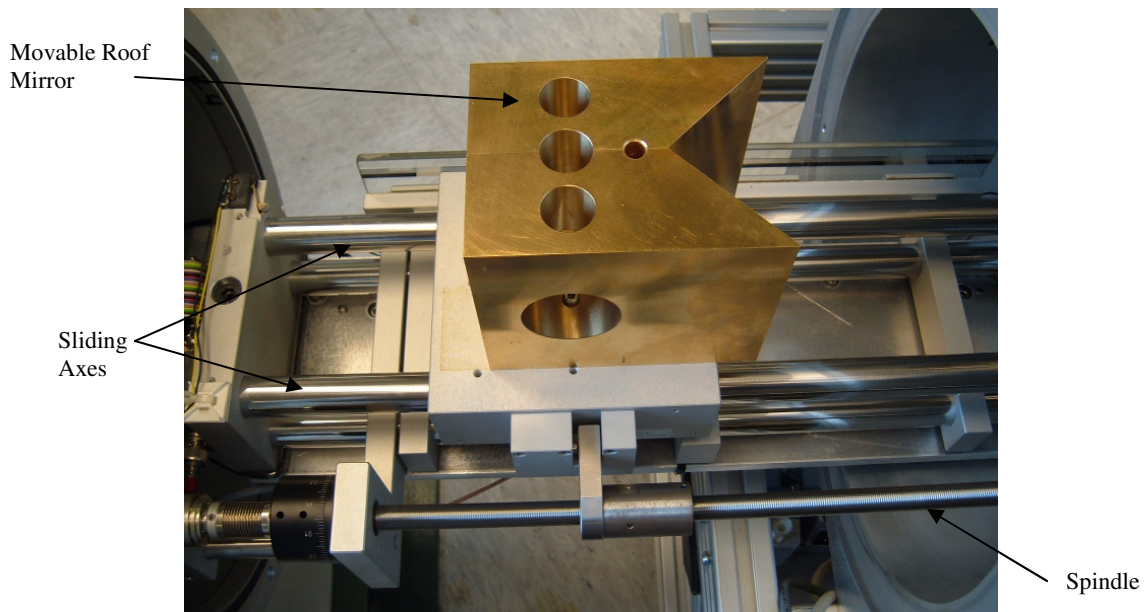


Figure (22). Movable mirror on its sliding axes and the large spindle (30 cm length approximately).

When the lubrication finished, the bearing was mounted in the interferometer and the aluminum cases were replaced. After assembling the external elements (Figure 23), both mechanisms were submitted to testing with the purpose of evaluating the lubrication quality.

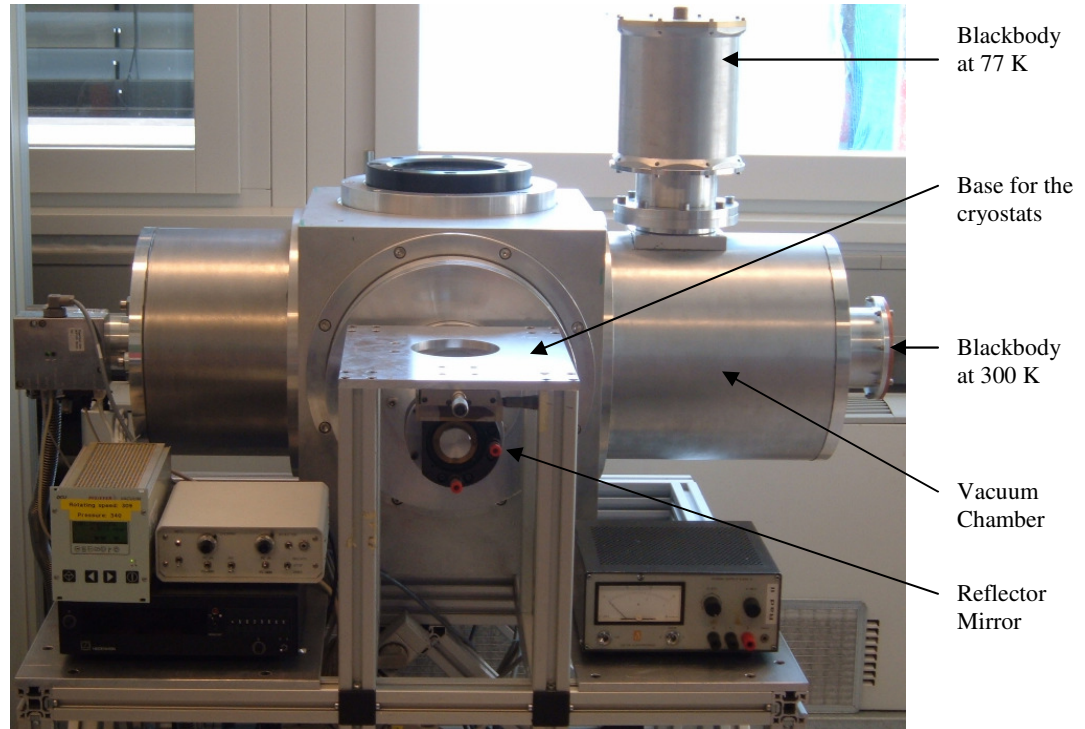


Figure (23). The Whole Calibration System.

The Martin-Puplett Interferometer with two Blackbody Sources at 77 K and 300 K.

Under vacuum conditions initially at 4.9×10^{-3} mbar, we started rotating at constant frequency of 15 Hz. The desorbed gases from rolling contact surface and the heating by friction in the bearing did not produce any change on the internal pressure of the interferometer during at least 8 hours; during this time, we were observing that the pressure remained constant. It was also confirmed that when the rotation stopped, the pressure did not change from its initial value.

To confirm the correct operation of the mirror and its mechanism, two runs were made from left to right and back directions respectively, by using a waveform generator functions (Agilent model 33220A), at 10 mHz frequency and ± 1 volt of amplitude. On a symmetrical distance of 6 cm and passing by the central position; the speed of the mirror was $\sim 10 \mu\text{m}/\text{sec}$. In these samples 6000 steps were registered with sampling interval = 10 μm . The continuity and uniformity without anomalies on the signals are shown in Figures (24) and (25).

In conclusion, we may say that the lubrication and operation conditions for the ball bearing and spindle were suitable for our calibration purposes. The whole system was shown on Figure (23), on which the cryostats will be placed on the aluminum base, over the paraboloidal-reflector mirror to test the bolometers.

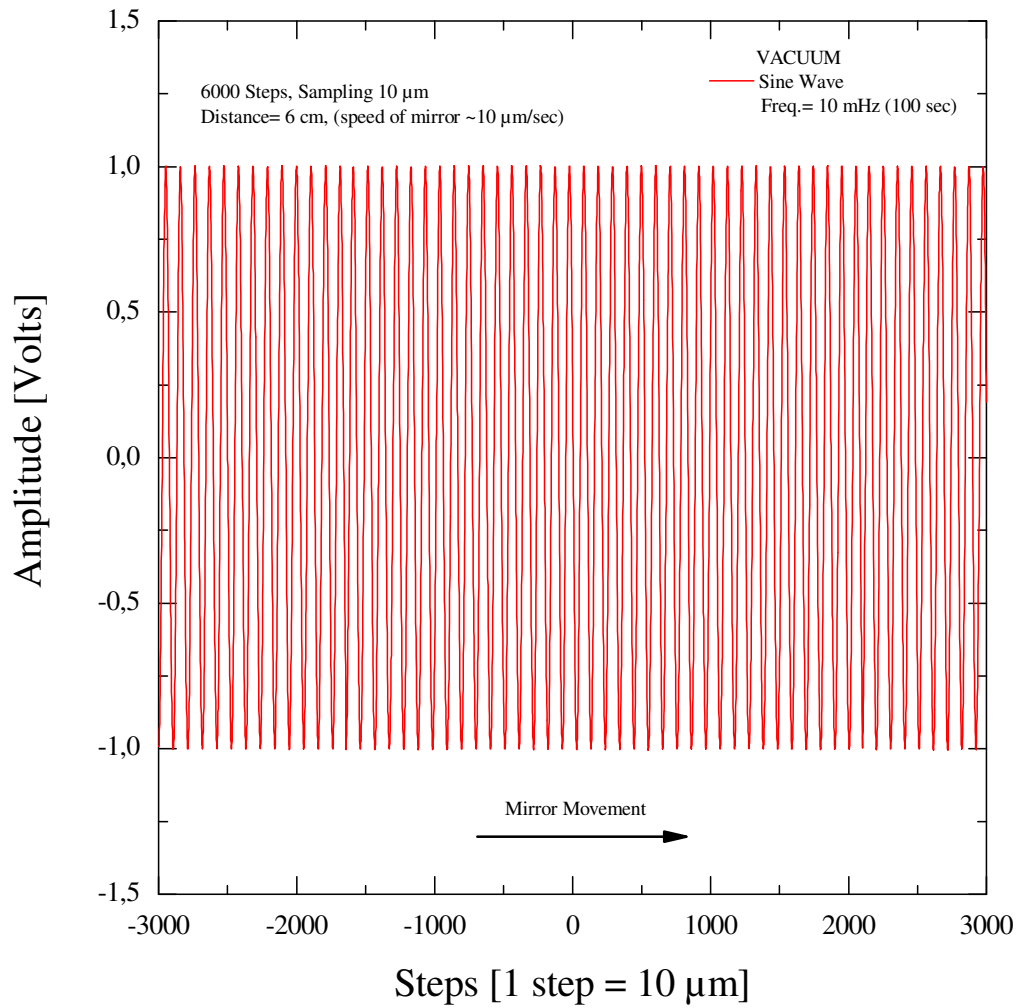


Figure (23). Signal-Test, generated by a function generator,
in order to check the correct operation for the mirror drive.

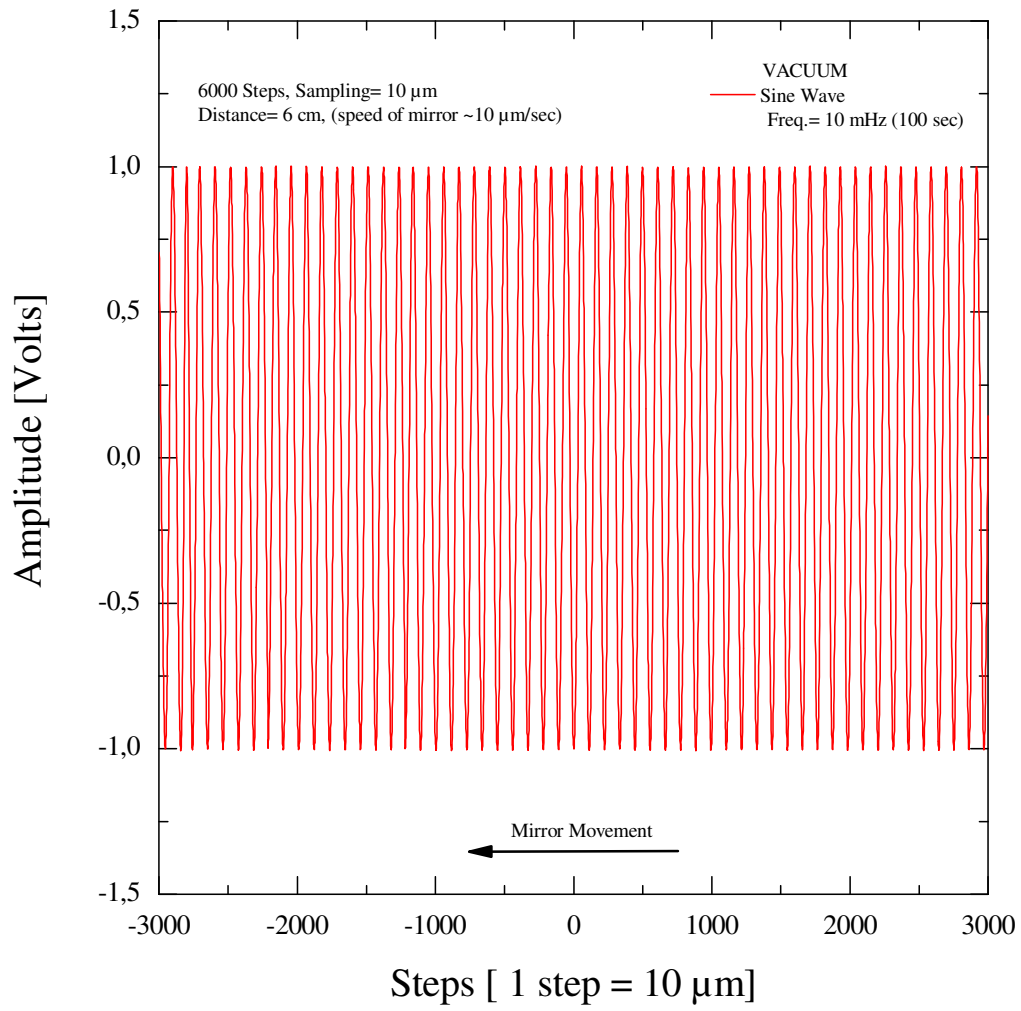


Figure (24). Same as Figure (23) but with the opposite direction of motion.

6. TESTS AND CALIBRATION MEASUREMENTS

6.1. The Bolometer

It has been briefly explained in the introduction of this work, that the bolometers for low temperatures, are devices commonly used as radiation detectors in the millimetric and submillimetric regions. For calibration effects and test operation of the interferometer, we used a bolometer constructed according the technique of A.E. Lange et al.⁵⁰. Because it has high sensitivity, it is easy to use and is adaptable to a wide variety of experimental conditions. It basically consists of an absorber and a thermometer perfectly coupled. The thermometric element (*thermistor*) is glued to a sapphire substrate which has an absorbing metal film on one side. This provides a large increase in absorbing area with only a modest increase in heat capacity. The theory predicts that radiation incident from the sapphire side of the sapphire-metal interface should be absorbed with 50 % efficiency, independent of frequency. This behavior has been verified experimentally⁵¹. The absorber is warmed up by the incident electromagnetic radiation converting the energy of this radiation in heat. The resulting temperature changes are measured by the thermometer. When the absorber is warmed up, the resistance of the thermistor will change which generates an electrical signal. The absorbers and thermistor must be of low heat capacity, in order to produce the greater increase of temperature by incident radiation. Figure (26), shows the general structure of a bolometer; we used a thermistor of NTD-Ge, (*Neutron-Transmutation-Doped*

Germanium), installed in a cryostat that operates to 1.3 K, with which we made our measurements.

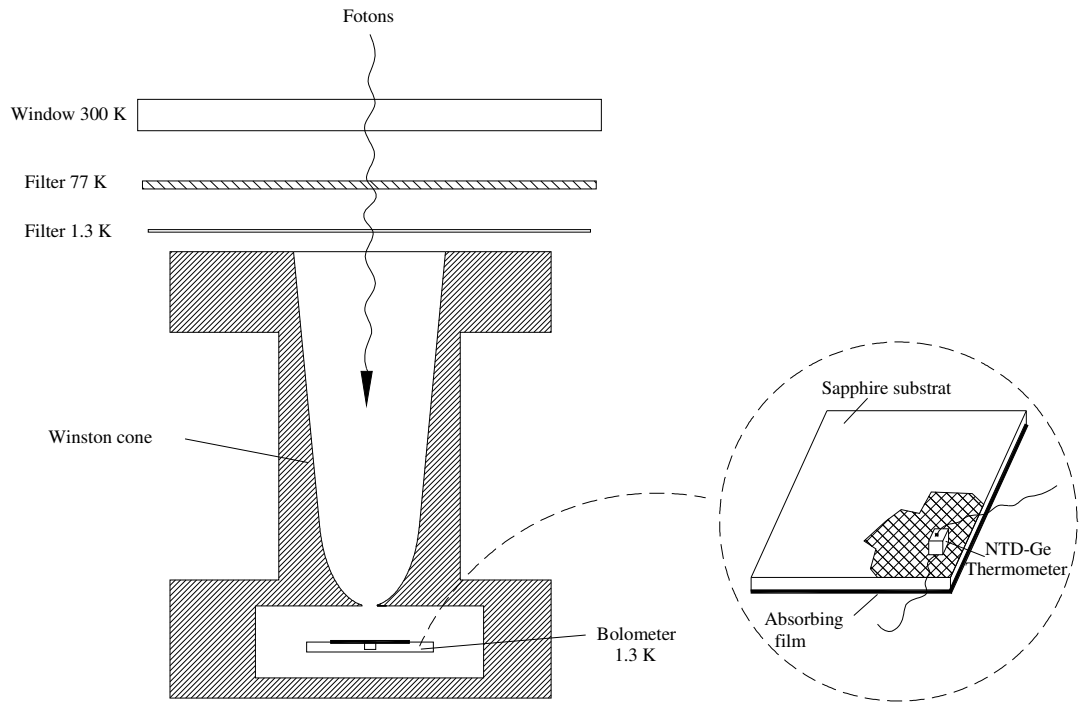


Figure (26). General Principles of a bolometer.

The doped Ge thermometer is soldered to a metalized portion of the sapphire substrate⁵⁰

6.2. Tests and Measurements

Our first test was made with the interferometer in vacuum environment and the blackbodies operating at (77 and 300) K respectively. A double sided interferogram was obtained over long enough pathlength (12 cm), to verify its symmetry. The measurements

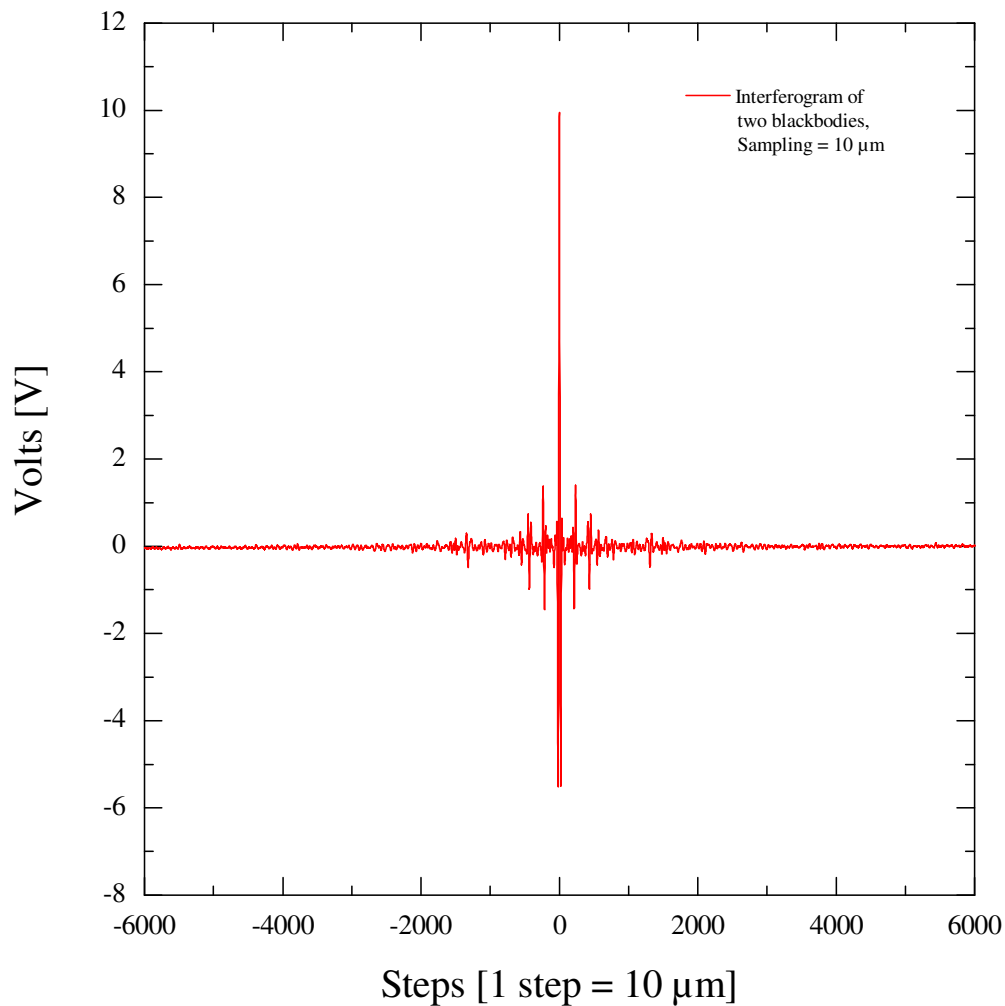


Figure (27). First experimental results. A symmetrical interferogram obtained at vacuum environment with two blackbodies operating at (77 and 300) K, extending from $x = -6$ to $x = 6$ cm at 15 Hz modulation frequency of the rotating polarizer. The sampling step $h = 10 \mu\text{m}$ and $v = 10 \mu\text{m}/\text{sec}$ (speed of mirror).

were made only in one direction passing by the central position of the mirror, reaching the maximal intensity at ~ 10 Volts. Figure (27) shows our first experimental results.

On Figure (28), we observe that the whole spectrum at frequencies with wavenumber k below 15 cm^{-1} , shows higher intensity measured with The Martin-Puplett interferometer than previous results obtained with a Bomem-Fourier Spectrometer⁵² operating with a dielectric beamsplitter ($100 \text{ }\mu\text{m}$, BSP) after H. P. Gemünd⁵³. Because

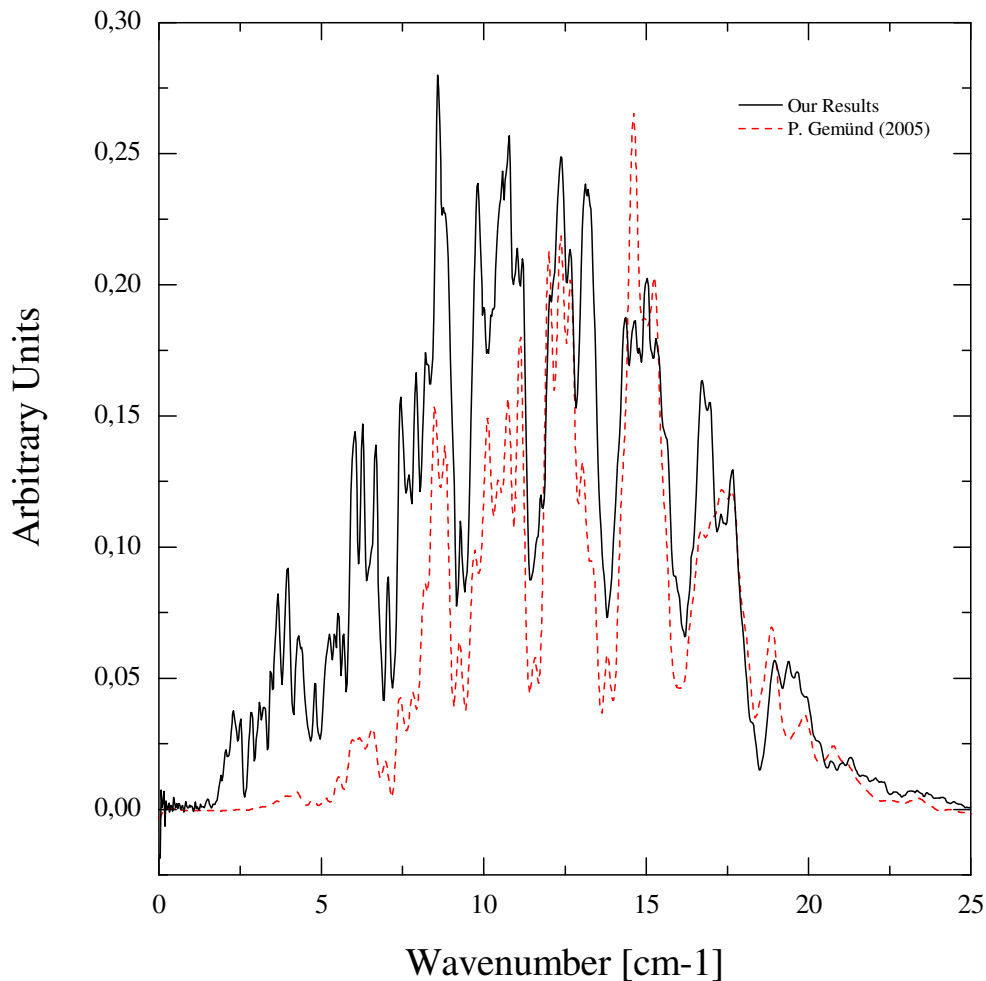


Figure (28). Spectral response of our laboratory bolometer:

In black: with a Martin-Puplett interferometer. In red, with the Bomem spectrometer.

the Martin-Puplett interferometer has uniform efficiency for frequencies from 0 Hz to Therahertz range. In contrast, Fourier Spectrometers with dielectric beamsplitter like the Bomen, have a minimum in the efficiency at zero frequency.

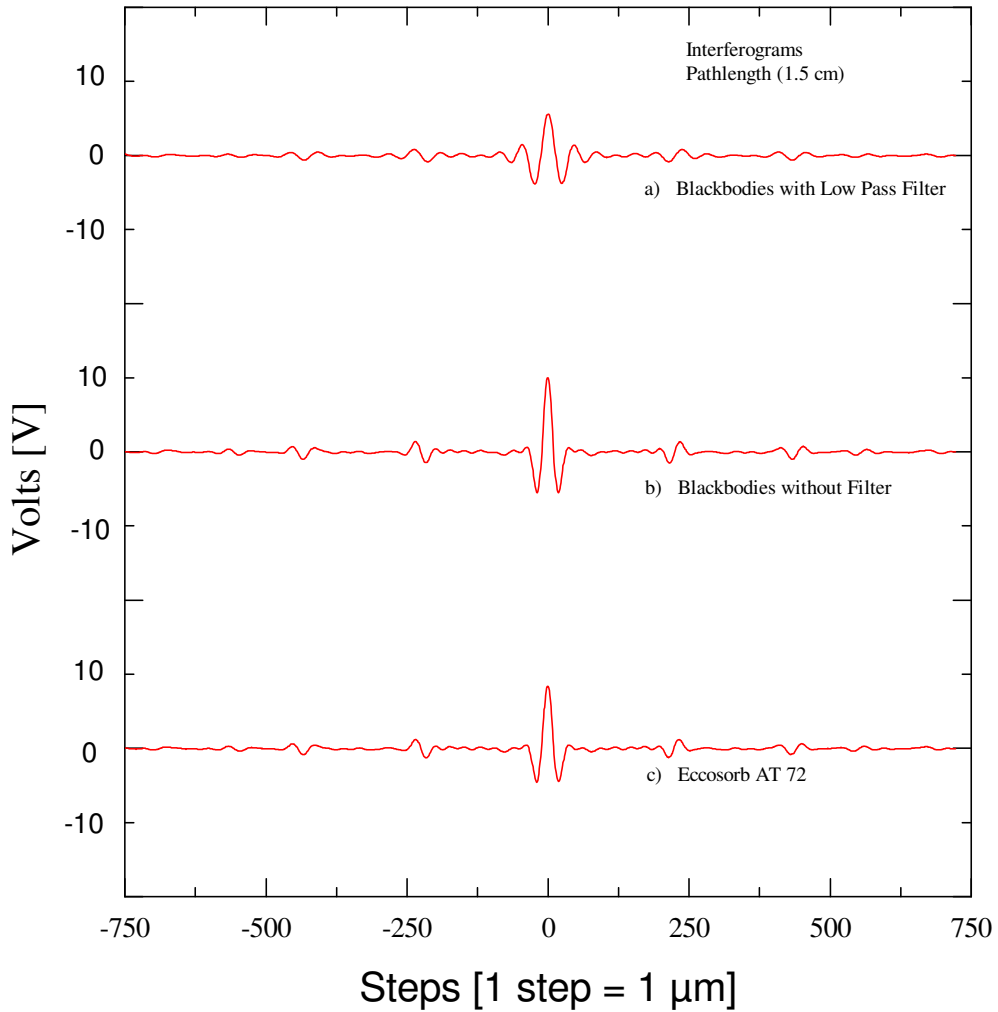


Figure (29). Three interferograms taken by Martin-Puplett interferometer: a) and b) in vacuum conditions, c) at atmospheric pressure. The maximal intensities occur at 6, 10 and 8.5 volts approximately. Extending from $x = -0.75$ to $x = 0.75$ cm. Sampling step $h = 10 \mu\text{m}$, at 15 Hz modulation frequency for the rotating polarizer and $v = 10 \mu\text{m}/\text{sec}$.

For another experiment, three measurements over smaller pathlengths (1.5 cm) were obtained; see Figure (29) for their corresponding interferograms. The evaluation of their spectra was as follows: a) For the blackbodies, with a low pass filter (0692/201), with a cut off at $\sim 15 \text{ cm}^{-1}$, placed between the windows, outside interferometer and the cryostat, the maximal intensity of the interferogram was about 6 volts. b) The blackbodies without the filter, taken as a reference, shown a maximum intensity close to 10 volts. Both spectra are compared on Figure (30). The transmission spectrum shown on

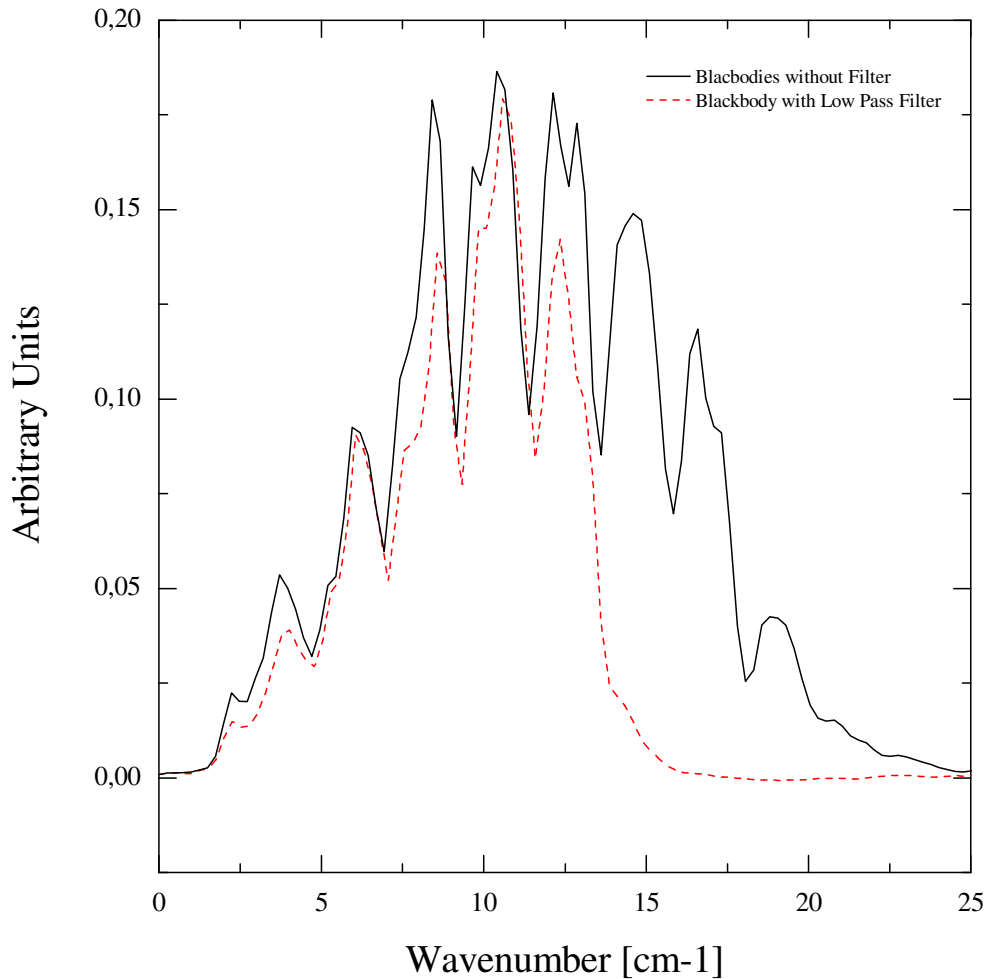


Figure (30). The reference spectrum, compared with spectrum taken by using a low pass filter cutting off at $\sim 15 \text{ cm}^{-1}$.

Figure (31), was taken by plotting the ratio between these two spectra. Our results were in good agreement with those of Gemünd taken with the Bomem-Fourier Spectrometer.

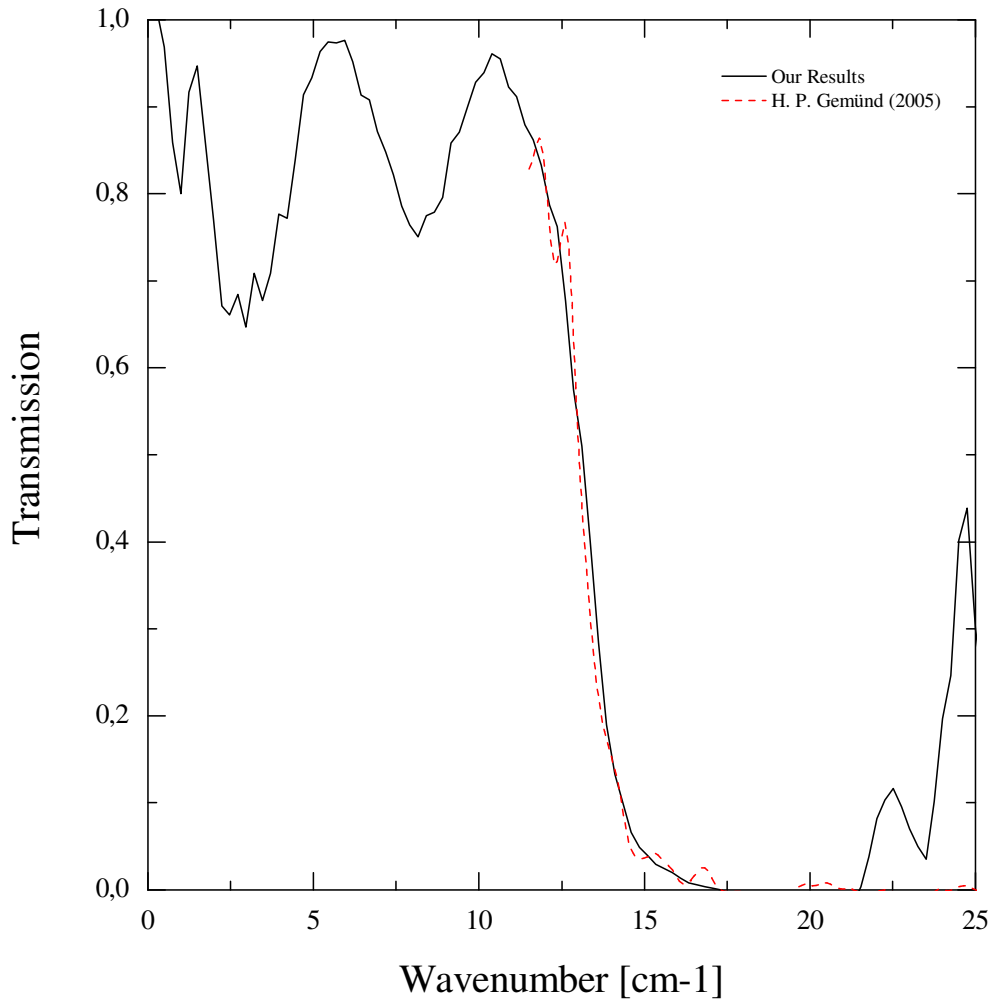


Figure (31). In red: the transmission spectrum normalized to 1 of Low Pass Filter 0692/201, after H. P. Gemünd taken with a Bomem-Fourier Spectrometer. In black: our results.

c) Replacing the 77 K blackbody by another one, using an eccosorb AT 72 disc, cooled by liquid nitrogen at atmospheric pressure, the maximal intensity of this interferogram was about 8.5 volts, see Figure (29). This source is placed on the bottom of a Styrofoam

box, filled with liquid nitrogen. It was arranged above the rotating polarizer on a UHMW (Ultra High Molecular Weight) Polyethylene window of 1 cm thickness. For this experiment, it could not be avoided that the measurements were taken with some ice forming on the outer surface of the Styrofoam box, generated by the condensation of the water vapor in the air. The corresponding spectrum is plotted on Figure (32) and compared with the reference spectrum.

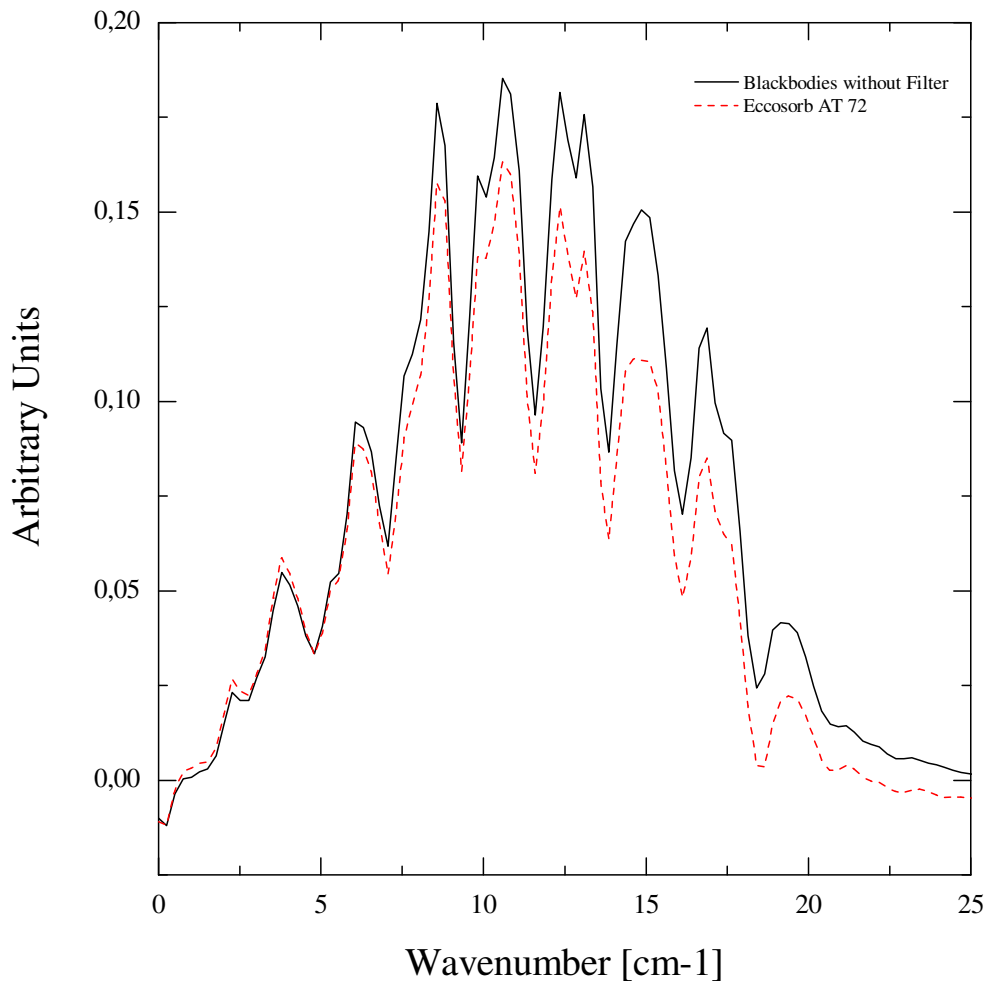


Figure (32). Reference spectrum compared with spectrum by using an eccosorb AT 72 at atmospheric pressure.

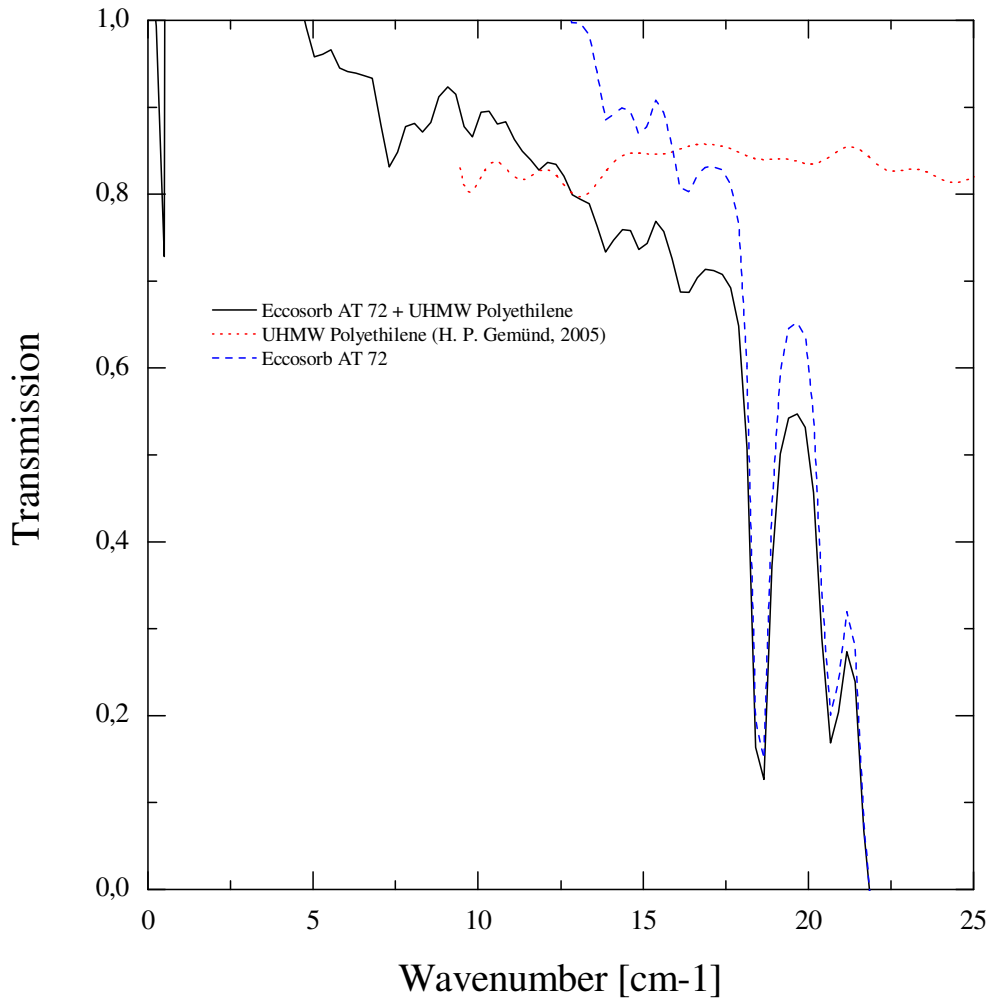


Figure (33). In red: A transmission spectrum normalized to 1 of UHMW Polyethylene window (1 cm thickness), after H. P. Gemünd. In black: Our results by computing the ratio between the eccosorb AT 72 + Polyethylene window spectrum and the reference spectrum. In blue: The eccosorb AT 72 spectrum, corrected for the contribution of the UHMW polyethylene window.

In order to see the transmission lines, we computed the ratio between the two spectra; the results are shown with dashed blue lines on Figure (33). The transmission spectrum for the polyethylene window is plotted in red. This measurement also was taken by H. P. Gemünd with the Bomem-Fourier Spectrometer and the spectrum is normalized to 1.

Finally we proceeded to make a measurement with a *Test Bolometer Array* which is compatible with the design of *LABOCA*. It consists of seven *Voltage-biased Superconducting Bolometer (VSB)*^{54, 55}, with a superconducting thermistors made of a proximity bilayer of Molybdenum and a Gold-Palladium alloy (Figure 34), operating at 0.3 K with a ³He sorption refrigerator. The bolometer signal was acquired by a *Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)*⁵⁶ current sensor, mounted on the cold plate of the pumped ⁴He cryostat at temperature of about 1.3 K. The Set-up is shown on Figure (35). The bolometer chamber with the horn array is on the top of the ³He sorption refrigerator, both mounted on the 1.3 K cold stage of the ⁴He cryostat. The *SQUID* holder can be seen to the right, without its cryoperm shielding².

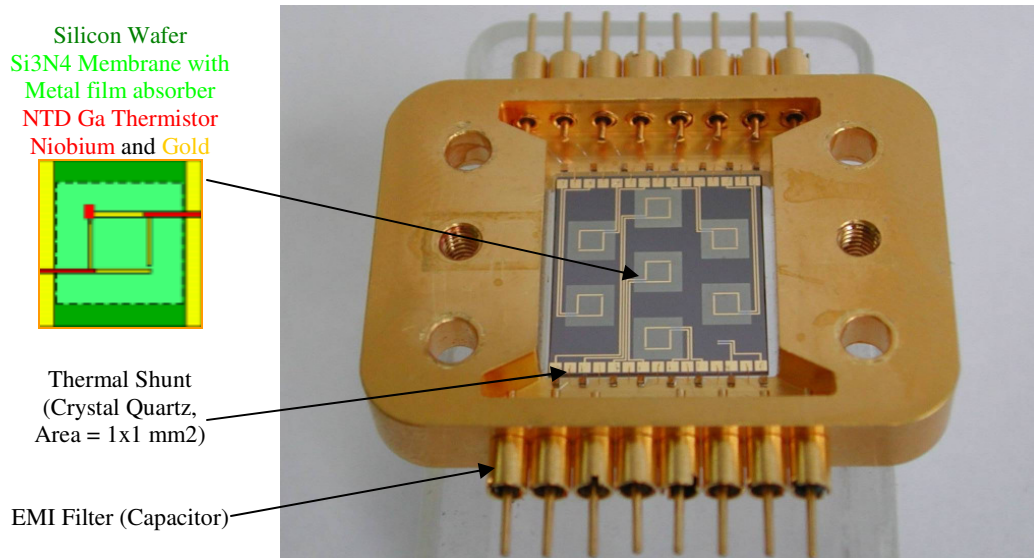


Figure (34). Test Bolometer Array with superconducting thermistors³. The width unit thermistors are in a corner of the square Gold ring in the center of the diaphragm. The gold ring causes by its good heat conductance that all phonons, which were produced within the ring contribute to the heating of the thermistor. On the wafer are Niobium lines, which, except on the diaphragm, are taken off also Gold. Outward Gold bonds ensure for thermal and Aluminum bond for electrical connections. Grating space of the hexagonal array: 5.5 mm.

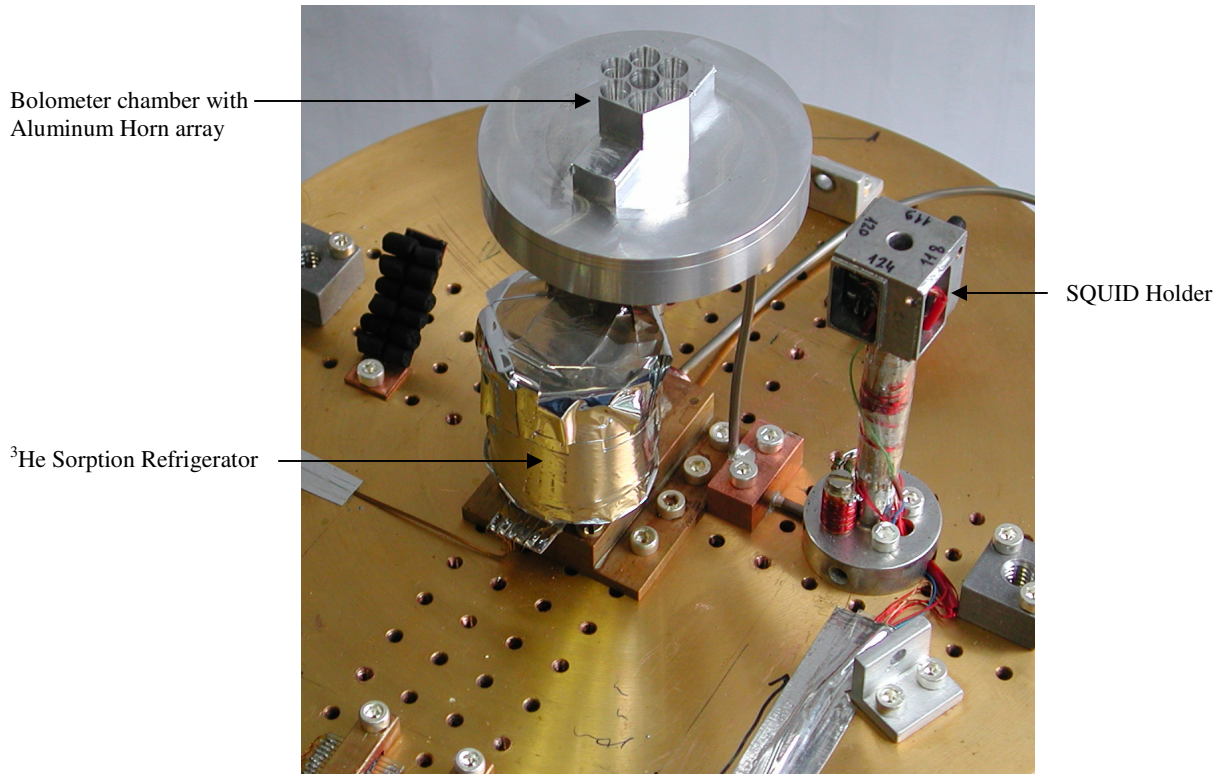


Figure (35). Set-up for the Test Bolometer array and the SQUID.

In order to check the bolometer response, a double sided interferogram was taken over long enough pathlength (30 cm), obtaining very well symmetry (see Figure 36). For this experiment just one bolometer and one channel were tested, because it is obvious that all bolometers have a similar response. The spectral response was computed with the *FFT* (*Fast Fourier Transform*) method, by using the *Origin 7.0* software. Our results are shown on Figure (37). We can observe how the spectrum is cutting off at $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$, which corresponds in good agreement with the $\sim 870 \mu\text{m}$ wavelength that we were expecting for the design of *LABOCA*.

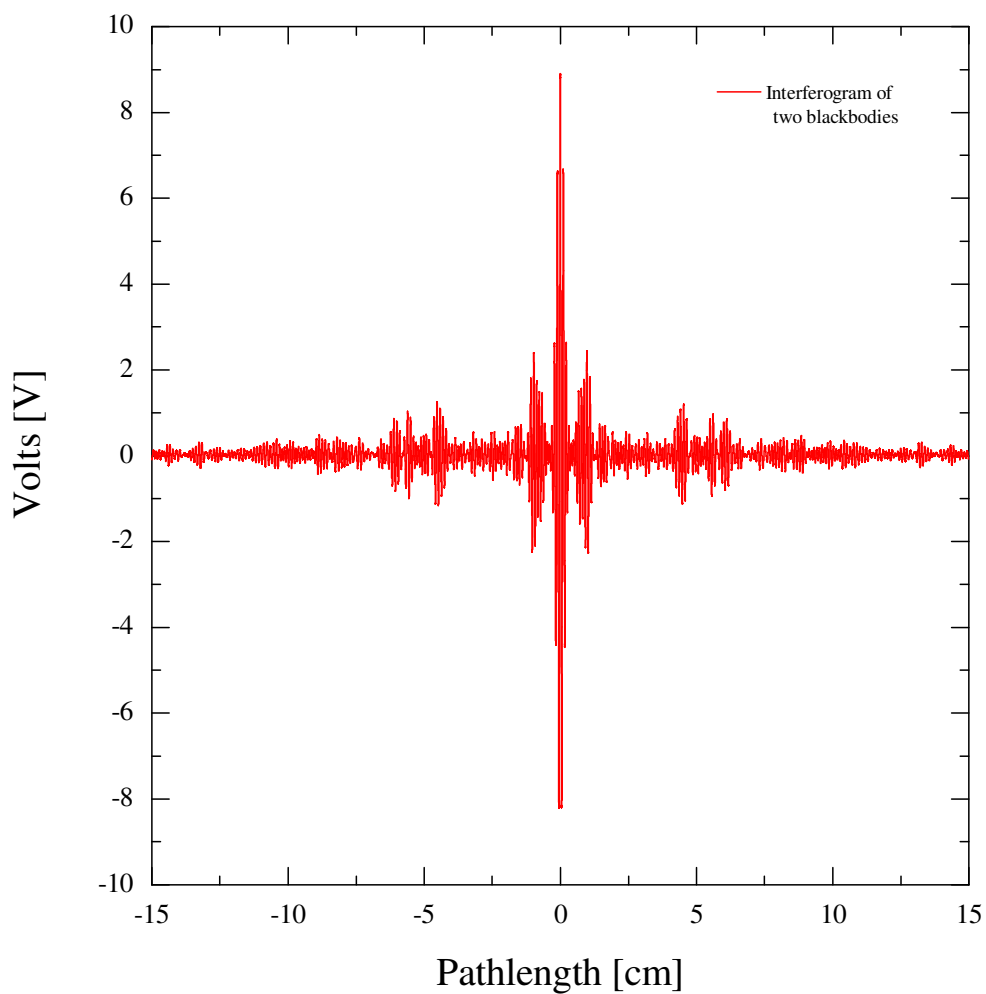


Figure (36). Experimental results. A symmetrical interferogram obtained with a Martin-Puplett Interferometer at vacuum environment with two blackbodies operating at 77 K and 300 K, by using a superconducting bolometer (*VSB*) and a *SQUID* current sensor. Extending from $x = -15$ to $x = 15$ cm at 15 Hz modulation frequency of the rotating polarizer. The sampling step $h = 10 \mu\text{m}$ and $v = 10 \mu\text{m}/\text{sec}$ (speed of mirror).

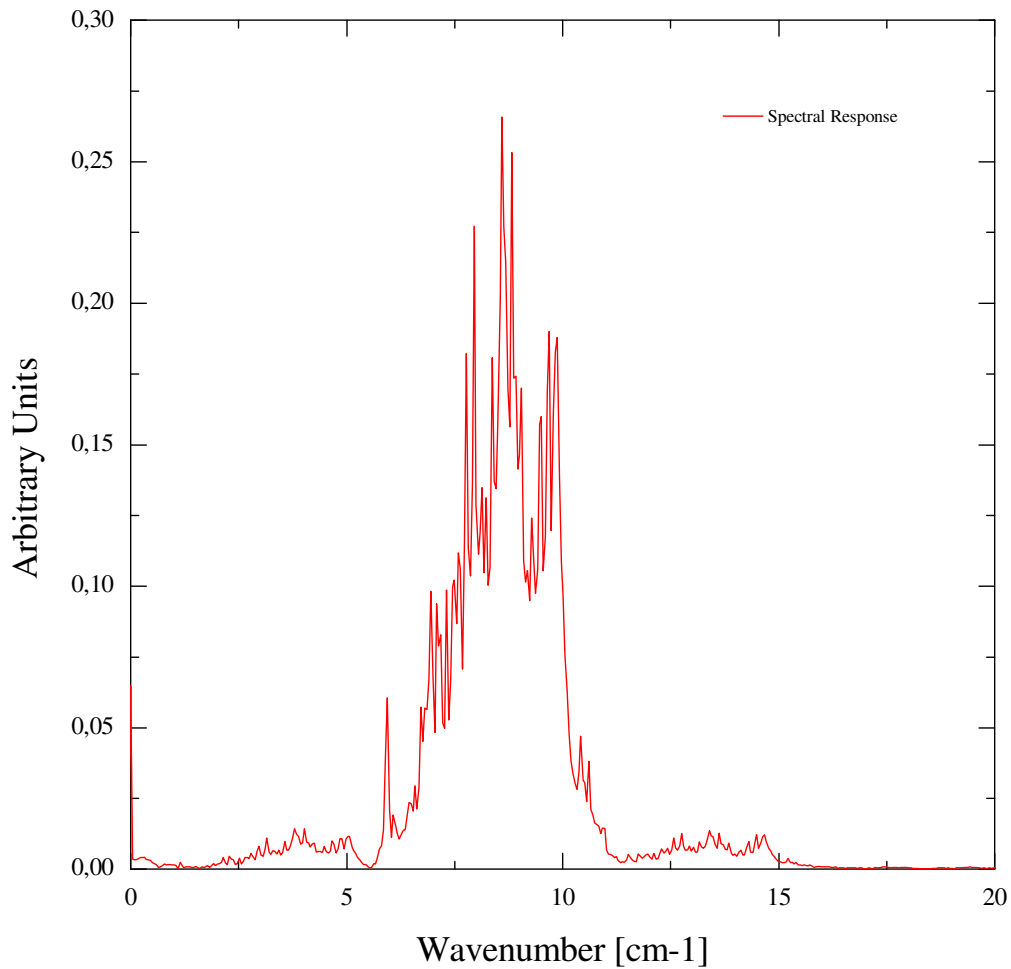


Figure (37). Spectral response of our *Test Bolometer Array*, computed with the FFT method.

A deep evaluation of these experiments had confirmed the good improvements for the Martin-Puplett interferometer. All interferograms and spectra taken with our designed blackbodies operating at high vacuum environment have demonstrated that they have major advantages than sources operating externally at atmospheric conditions, like the Eccosorb AT-12 immersed in a Styrofoam box with liquid Nitrogen. One of the most

important advantages for this calibration system could be that we can obtain large pathlength interferograms, avoiding measurements artifacts due to atmospheric water absorption. It also provides higher and uniform efficiency for frequencies from 0 Hz to THz range.

Therefore with all results shown above, we have achieved the purposes stated at the beginning of this investigation.

7. CONCLUSIONS

Crystal quartz has been considered as a good thermal conductor and an excellent electrical insulator for many scientific applications. We have seen that a temperature below 1 K, the number of thermally excited phonons is rather small. They are no longer important for scattering, and the phonons which carry the heat are scattered by crystal defects or by crystal boundaries only. Because at low temperatures the dominant phonon wavelength is larger than the size of lattice imperfections, and the mean free path for phonon transport is in general as big as the biggest dimension of the sample, that has as a consequence that the thermal conductivity due to phonon transport goes through a maximum. These conditions are essential and required to fabricate small devices as thermal shunts that find good applications on bolometer arrays.

Several versions of compact thermal shunts were built and characterized experimentally, that are compatible with the design of *LABOCA*. Thermal conductivity of a sample of crystal quartz was calculated and found in agreement with values on literature. The study of several types of bonding agents on the thermal shunts showed that there is a large effect on the total conductance of the shunt. We observed that below 1 K, the thermal conductance for the shunt sandwiched with Epo-Tek H20E is higher, compared with Epo-Tek H74F and with Indium Alloy Solder. That may be due to the fact that at low temperatures the electronic contribution to the thermal conductivity of Indium diminishes on passing from the normal to the superconducting stage.

We found that each one of 295 small crystals on *LABOCA*, with contact area = 0.5 x 0.5 mm² bonded with Epo-Tek H20E has a thermal conductance $K = 0.00013T^{2.37144}$

[W/K]. These shunts showed the highest conductance of the three samples that we measured. There is an advantage to use this epoxy, because its application is relatively easy, and it can be made at lower temperature than the Indium solder.

Another thermal shunt with a thin layer of Stycast 2850FT was measured. When its data were reduced to the same dimensions as the samples with crystals, we observed that its thermal conductance was lower. The contributions to the thermal conductance for each bonding agent were calculated and compared on Figure (11); we saw that results for the Epo-Tek H20E and the Epo-Tek H74F could not be fitted by a power law.

The conductance of one of the 295 EMI filters (capacitors) that are incorporated in the design of *LABOCA* was also measured. We found that $K = 0.00002T^{2.30725}$ [W/K]; and was compared with those of the shunts. We also measured the thermal conductance of a shunt composed by a band cable consisting of 50 Manganin wires. Because the band cable is glued into a copper heat sink, we found that its contribution may be considered negligible.

Major improvements for a Martin-Puplett interferometer were developed. In order to work in a high vacuum environment and reduce the evaporation rate of the lubricant in the mechanisms, a good vacuum lubricant-grease was found, which was used on the ball bearing that supports the rotating polarizer, on both sliding axis and on the spindle that generate the mirror movement. This kind of lubricant supplies long-term lubrication, reducing the wear by friction and avoiding the contamination produced by evaporation. The grease that we used for these purposes was 05043-CF; Braycote Micronic 803 with an evaporation rate less than 5×10^{-11} [g cm⁻² sec⁻¹] measured at room temperature.

Two blackbody sources were developed and adapted onto this interferometer, operating at (77 and 300) K respectively. The black coating was made based on Stycast 2850FT, carbon and glass beads to produce a diffuse reflection on the surface of the cavities. The emissivity ϵ_0 of these blackbodies was calculated by using the Gauffé's equation with help of the reflectivity values at room temperature given by J. Bock ($\rho \sim 0.1$ at 10 cm^{-1} and $\rho \sim 0.075$ at 20 cm^{-1} respectively), we found that $\epsilon_0 \cong 0.9952$ at 10 cm^{-1} and $\epsilon_0 \cong 0.9966$ at 20 cm^{-1} respectively.

In order to check the functionality of the interferometer's mechanisms, operating in vacuum conditions, two tests were made after lubrication in both directions from left to right and back, by using a waveform generator functions. A sine wave at 10 mHz and ± 1 volt amplitude was registered and plotted for each run in a symmetrical pathlength of 6 cm passing through the central position, with sampling steps $h = 10 \text{ }\mu\text{m}$ and speed of mirror $v = 10 \text{ }\mu\text{m/sec}$. The continuity and uniformity of the interferograms without any anomalies have permitted calibration measurements.

We used a semiconductor bolometer with a thermistor made of *NTD-Ge* (*Neutron-Transmutation-Doped Germanium*), installed in a ^4He cryostat operating at 1.3 K. Three experiments were realized over small pathlengths and other over a relative long, showing symmetry and therefore resulting in good spectra. Finally we computed the spectral response of a *Test Bolometer Array* which is compatible with the design of *LABOCA*. Consisting of seven *Voltage-biased Superconducting Bolometer (VSB)*, Operating at 0.3 K. The bolometer signal to obtain a large pathlength interferogram was acquired by a *Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)*. Our results

showed the spectrum cutting off at $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$, which corresponds in good agreement with the $\sim 870 \mu\text{m}$ wavelength expected for *LABOCA*.

In summary, we have seen that all results presented here demonstrate that the new improved Martin-Puplett interferometer reliable and ready for the real calibration measurements for bolometers and bolometer arrays. Therefore, we have achieved the purposes stated at the beginning of this investigation.

8. APÉNDICE

8.1. Tablas y Resultados

Tabla (A1). Presión de Vapor - Temperatura del ^3He

T [K]	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	P en mbar									
0,3	0,00250	0,00351	0,00484	0,00656	0,00875	0,01149	0,01490	0,01907	0,02414	0,03023
0,4	0,03748	0,04606	0,05611	0,06781	0,08135	0,09691	0,11469	0,13489	0,15775	0,18346
0,5	0,21228	0,24443	0,28016	0,31972	0,36337	0,41135	0,46395	0,52143	0,58407	0,65214
0,6	0,72593	0,80572	0,89180	0,98446	1,08399	1,19070	1,30478	1,42680	1,55681	1,69518
0,7	1,84221	1,99823	2,16352	2,33838	2,52314	2,71809	2,92353	3,13977	3,36712	3,60588
0,8	3,85635	4,11885	4,39366	4,68110	4,98147	5,29506	5,62219	5,96314	6,31822	6,68773
0,9	7,07196	7,47122	7,88579	8,31597	8,76206	9,22435	9,70312	10,19868	10,71130	11,24129
1,0	11,78891	12,35447	12,93826	13,54054	14,16162	14,80176	15,46126	16,14039	16,83943	17,55866
1,1	18,29832	19,05877	19,84023	20,64300	21,46733	22,31351	23,18181	24,07249	24,98583	25,92210
1,2	26,88161	27,86455	28,87122	29,90181	30,95682	32,03629	33,14055	34,26986	35,42450	36,60473
1,3	37,81085	39,04302	40,30156	41,58673	42,89873	44,23798	45,60458	46,99883	48,42099	49,87133
1,4	51,35001	52,85745	54,39382	55,95938	57,55438	59,17908	60,83371	62,51854	64,23382	65,97980
1,5	67,75680	69,56492	71,40449	73,27576	75,17896	77,11436	79,08220	81,08271	83,11616	85,18279
1,6	87,28293	89,41665	91,58428	93,78607	96,02226	100,59881	102,93966	105,31588	105,31588	107,72772
1,7	110,17528	112,65908	115,17921	117,73592	120,32946	122,96005	125,62795	128,33338	131,07659	133,85782
1,8	136,67742	139,53541	142,43213	145,36782	148,34272	151,35706	154,41109	157,50504	160,63914	163,81363
1,9	167,02858	170,28458	173,58167	176,92010	180,30010	183,72191	187,18577	190,69189	194,24053	197,83192
2,0	201,46644	205,14403	208,86508	212,62981	216,43846	220,29127	224,18847	228,13028	232,11696	236,14872
2,1	240,22599	244,34865	248,51711	252,73160	256,99236	261,29962	265,65361	270,05457	274,50273	278,99834
2,2	283,54138	288,13259	292,77194	297,45968	302,19605	306,98128	311,81561	316,69927	321,63251	326,61557
2,3	331,64889	336,73230	341,86626	347,05099	352,28673	357,57375	362,91226	368,30252	373,74478	379,23927
2,4	384,78648	390,38621	396,03891	401,74484	407,50425	413,31740	419,18452	425,10588	431,08172	437,11231
2,5	443,19758	449,33843	455,53481	461,78697	468,09516	474,45967	480,88074	487,35864	493,89365	500,48603
2,6	507,13634	513,84430	520,61045	527,43508	534,31846	541,26087	548,26260	555,32392	562,44513	559,62652
2,7	576,86799	584,17062	591,53431	598,95937	606,44609	613,99478	621,60575	629,27930	637,01575	644,81542
2,8	652,67896	660,60605	668,59732	676,65311	684,77375	692,95957	701,21092	709,52813	717,91156	726,36156
2,9	734,87884	743,46306	752,11492	760,83480	769,62307	778,48010	787,40627	796,40196	805,46757	814,60350
3,0	823,80965	833,08743	842,43674	851,85799	861,35162	870,91804	880,55770	890,27100	900,05842	909,92041
3,1	919,85784	929,87034	939,95880	950,12369	960,36549	970,68469	981,08179	991,55727	1002,11167	1012,74551
3,2	1023,45975	1034,25406	1045,12939	1056,08632	1067,12538	1078,24716	1089,45221	1100,74112	1112,11450	1123,57294
3,3	1135,11643	1146,74685	1158,46420	1170,26911	-	-	-	-	-	-

Tablas (A1) y (A2). – Presión de Vapor - Temperatura del ^3He y ^4He .
(Ver sección 2.2 para referencias y comentarios).

Tabla (A2). Presión de Vapor - Temperatura del ⁴He

T [K]	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	P en mbar									
0,5	0,00002	0,00003	0,00004	0,00006	0,00008	0,00010	0,00013	0,00018	0,00023	0,00029
0,6	0,00037	0,00048	0,00060	0,00075	0,00093	0,00115	0,00141	0,00172	0,00209	0,00253
0,7	0,00304	0,00364	0,00433	0,00514	0,00607	0,00715	0,00838	0,00978	0,01138	0,01320
0,8	0,01526	0,01758	0,02019	0,02313	0,02641	0,03008	0,03416	0,03870	0,04373	0,04929
0,9	0,05543	0,06220	0,06964	0,07780	0,08674	0,09651	0,10717	0,11878	0,13141	0,14513
1,0	0,16000	0,17609	0,19349	0,21226	0,23250	0,25428	0,27770	0,30284	0,32979	0,35866
1,1	0,38954	0,42254	0,45776	0,49530	0,53530	0,57785	0,62308	0,67110	0,72205	0,77605
1,2	0,83324	0,89374	0,95769	1,02524	1,09653	1,17170	1,25090	1,33429	1,42203	1,51426
1,3	1,61115	1,71287	1,81957	1,93144	2,04864	2,17134	2,29973	2,43398	2,57427	2,72080
1,4	2,87373	3,03328	3,19962	3,37295	3,55347	3,74137	3,93686	4,14013	4,35138	4,57083
1,5	4,79870	5,03516	5,28044	5,53475	5,79831	6,07133	6,35403	6,64662	6,94932	7,26236
1,6	7,58596	7,92032	8,26568	8,62227	8,99030	9,37000	9,76159	10,16530	10,58136	11,00999
1,7	11,45139	11,90583	12,37352	12,85468	13,34953	13,85829	14,38118	14,91842	15,47023	16,03683
1,8	16,61845	17,21525	17,82747	18,45531	19,09897	19,75864	20,43453	21,12682	21,83569	22,56132
1,9	23,30385	24,06352	24,84045	25,63480	26,44671	27,27632	28,12376	28,98915	29,87260	30,77421
2,0	31,69411	32,63230	33,58889	34,56394	35,55747	36,56953	37,60013	38,64926	39,71691	40,80304
2,1	41,90766	43,03060	44,17181	45,33121	46,50866	47,70401	48,91710	50,14774	51,39681	52,66565
2,2	53,95448	55,26377	56,59378	57,94481	59,31716	60,71113	62,12700	63,56505	65,02554	66,50875
2,3	68,01499	69,54438	71,09724	72,67380	74,27429	75,89896	77,54801	79,22167	80,92016	82,64369
2,4	84,39255	86,16679	87,96669	89,79245	91,64427	93,52235	95,42688	97,35805	99,31606	101,30109
2,5	103,31323	105,35288	107,42011	109,51512	111,63809	113,78921	115,96865	118,18660	120,43325	122,67879
2,6	124,97348	127,29733	129,65061	132,03351	134,44621	136,88890	139,36176	141,86497	144,39873	146,96322
2,7	149,55843	152,18499	154,84280	157,53208	160,25303	163,00585	165,79071	168,60780	171,45733	174,33947
2,8	177,25455	180,20252	183,18368	186,19824	189,24638	192,32829	195,44418	198,59423	201,77864	204,99761
2,9	208,25146	211,54013	214,86394	218,22308	221,61776	225,04817	228,51451	232,01696	235,55573	239,13102
3,0	242,74282	246,39172	250,07772	253,80103	257,56183	261,36031	265,19669	269,07113	272,98386	276,93505
3,1	280,92505	284,95380	289,02158	293,12861	297,27505	301,46117	305,68710	309,95304	314,25920	318,60575
3,2	322,99309	327,42104	331,88996	336,40005	340,95150	345,54450	350,17924	354,85589	359,57466	364,33573
3,3	369,13904	373,98529	378,87440	383,80657	388,78197	393,80081	398,86325	403,96949	409,11971	414,31410
3,4	419,55307	424,83636	430,16438	435,53731	440,95533	446,41862	451,92738	457,48178	463,08200	468,72824
3,5	474,42038	480,15920	485,94459	491,77627	497,65579	503,58198	509,55547	515,57643	521,64507	527,76156
3,6	533,92634	540,13911	546,40028	552,71004	559,47611	565,47611	571,93278	578,43878	584,99431	591,59956
3,7	598,25499	604,96025	611,71579	618,52180	625,37848	632,28601	639,24459	646,25440	653,31564	660,42851
3,8	667,59282	674,80954	682,07846	689,39980	696,77375	704,20050	711,68026	719,21321	726,79957	734,43955
3,9	742,13366	749,88148	757,68352	765,54000	773,45111	781,41707	789,43808	797,51435	805,64610	813,83354
4,0	822,07724	830,37672	838,73254	847,14492	855,61407	864,14022	872,72359	881,36437	890,06283	898,81918
4,1	907,63317	916,50599	925,43737	934,42756	943,47679	952,58529	961,75329	970,98101	980,26871	989,61663
4,2	999,02540	1008,49448	1018,02450	1027,61571	1037,26834	1046,98265	1056,75889	1066,59728	1076,49809	1086,46159
4,3	1096,48747	1106,57709	1116,73015	1126,94690	1137,22762	1147,57255	1157,98195	1168,45609	1178,99523	1189,59964
4,4	1200,27004	1211,00582	1221,80766	1232,67585	1243,61066	1254,61236	1265,68122	1276,81750	1288,02150	1299,29349
4,5	1310,63423	1322,04306	1333,52072	1345,06749	1356,68366	1368,36951	1380,12532	1391,95135	1403,84794	1415,81534
4,6	1427,85321	1439,96314	1452,14476	1464,39836	1476,72424	1489,12268	1501,59399	1514,13842	1526,75631	1539,44795
4,7	1552,21416	1565,05419	1577,96885	1590,95844	1604,02326	1617,16361	1630,37978	1643,67205	1657,04076	1670,48619
4,8	1648,00821	1697,60901	1711,28643	1725,04177	1738,87534	1752,78744	1766,77836	1780,84838	1794,99784	1809,22703
4,9	1823,53548	1837,92504	1852,39522	1866,94633	1881,57868	1896,29254	1911,08823	1925,96601	1940,92623	1955,96916
5,0	1971,09573	1986,30500	2001,59787	2016,97464	2032,43560	2047,98103	2063,61124	2079,32649	2095,12710	2111,01334

Tabla (A3). Resultados para el Cristal de Cuarzo

Power	$R1$	$T1$	$R2$	$T2$	T	k	Error k	Error $T1$	Error $T2$
[mW]	[ohm]	[K]	[ohm]	[K]	[K]	[W/cmK]	[W/cmK]	[K]	[K]
0,0	3875	1,3886	7152	1,3886	1,3886	0,00000000	0,00000000	0,000559	0,000196
0,10	3850	1,4027	7108	1,3973	1,4000	0,29116111	0,00278817	0,000571	0,000199
0,20	3826	1,4165	7065	1,4059	1,4112	0,29914792	0,00151228	0,000583	0,000202
0,30	3806	1,4283	7030	1,4131	1,4207	0,30232837	0,00109265	0,000593	0,000205
0,40	3785	1,4409	6992	1,4209	1,4309	0,31080675	0,00087889	0,000604	0,000208
0,50	3763	1,4543	6951	1,4295	1,4419	0,31504147	0,00073524	0,000616	0,000211
0,63	3745	1,4654	6917	1,4367	1,4511	0,34279061	0,00070141	0,000626	0,000214
0,70	3725	1,4780	6877	1,4453	1,4617	0,33263371	0,00061071	0,000637	0,000217
0,80	3705	1,4909	6840	1,4534	1,4722	0,33081787	0,00054170	0,000648	0,000220
0,90	3688	1,5020	6806	1,4609	1,4815	0,34135000	0,00051847	0,000658	0,000223
1,00	3670	1,5139	6771	1,4688	1,4914	0,34481121	0,00048486	0,000669	0,000225
2,00	3520	1,6216	6467	1,5415	1,5816	0,38930096	0,00035636	0,000771	0,000254
3,00	3408	1,7128	6225	1,6061	1,6594	0,43746159	0,00033385	0,000861	0,000280
4,00	3320	1,7921	6027	1,6639	1,7280	0,48578398	0,00033597	0,000943	0,000305
5,00	3243	1,8677	5849	1,7203	1,7940	0,52820316	0,00034298	0,001023	0,000330
0,0	2170	4,2010	2972	4,2010	4,2010	0,00000000	0,00000000	0,004224	0,002075
6,00	2152	4,2779	2945	4,2578	4,2678	4,62786607	0,09554565	0,004335	0,002123
7,00	2150	4,2866	2942	4,2641	4,2754	4,84904560	0,09018286	0,004347	0,002128
8,00	2147	4,2996	2938	4,2737	4,2867	4,80868655	0,07788042	0,004366	0,002136
9,00	2145	4,3105	2934	4,2812	4,2959	4,77792420	0,06859757	0,004381	0,002143
10,00	2142	4,3237	2929	4,2920	4,3078	4,90628600	0,06538772	0,004400	0,002152

Tabla (A3). Resultados de la conductividad térmica para el cristal de cuarzo.
 Tamaño de la muestra: $1 \times 9 \times 30 \text{ mm}^3$.
 Las mediciones fueron hechas a 1.3 y 4.2 K, variando la potencia.
 (Ver sección 2.5 para referencias y comentarios).

Tabla (A4). Resultados para el Cristal de Cuarzo / Soldadura Aleación de Indio

Power	R1	T1	R2	T2	T	K	Error K	R1	R2	Error R1	Error R2	Error T1	Error T2
[μW]	[ohm]	[°K]	[ohm]	[°K]	[°K]	[W/K]	[W/K]	mSiemens	mSiemens	[ohm]	[ohm]	[°K]	[°K]
0,0	7352,94	0,2806	7633,59	0,2856	0,2831	0,00000000	0,00000000	0,136	0,131	54,065744	58,271662	0,000871	0,000907
1,00	5000,00	0,3336	7575,76	0,2865	0,3101	0,00002136	0,00000091	0,200	0,132	25,000000	57,392103	0,000795	0,000905
3,00	3584,23	0,3946	7352,94	0,2901	0,3424	0,00002876	0,00000056	0,279	0,136	12,846700	54,065744	0,000755	0,000897
5,00	2976,19	0,4372	7194,24	0,2928	0,3650	0,00003461	0,00000049	0,336	0,139	8,857710	51,757155	0,000744	0,000892
7,01	2624,67	0,4706	6993,01	0,2964	0,3835	0,00004020	0,00000047	0,381	0,143	6,888903	48,902147	0,000741	0,000885
10,00	2309,47	0,5092	6711,41	0,3017	0,4054	0,00004819	0,00000047	0,433	0,149	5,333646	45,043016	0,000742	0,000875
15,01	1988,07	0,5613	6369,43	0,3086	0,4350	0,00005938	0,00000048	0,503	0,157	3,952429	40,569597	0,000749	0,000863
20,02	1795,33	0,6020	6060,61	0,3155	0,4587	0,00006988	0,00000049	0,557	0,165	3,223217	36,730946	0,000758	0,000853
25,00	1661,13	0,6363	5813,95	0,3214	0,4789	0,00007939	0,00000051	0,602	0,172	2,759351	33,802055	0,000767	0,000844
30,00	1560,06	0,6664	5555,56	0,3281	0,4972	0,00008870	0,00000052	0,641	0,180	2,433795	30,864198	0,000775	0,000836
0,0	691,09	1,4045	710,23	1,3966	1,4006	0,000000	0,00000000	1,447	1,408	0,477598	0,504423	0,001089	0,001090
200,70	634,52	1,5493	708,22	1,4009	1,4751	0,00135320	0,00002110	1,576	1,412	0,402613	0,501569	0,001154	0,001092
300,30	613,50	1,6124	707,71	1,4020	1,5072	0,00142770	0,00001596	1,630	1,413	0,376378	0,500859	0,001182	0,001092
400,69	597,01	1,6661	707,21	1,4031	1,5346	0,00152345	0,00001380	1,675	1,414	0,356427	0,500151	0,001206	0,001093
499,85	583,09	1,7148	707,21	1,4031	1,5590	0,00160358	0,00001239	1,715	1,414	0,339994	0,500151	0,001228	0,001093
600,63	569,80	1,7644	706,71	1,4042	1,5843	0,00166763	0,00001128	1,755	1,415	0,324673	0,499444	0,001249	0,001093
0,0	306,47	4,1814	311,53	4,1796	4,1805	0,000000	0,00000000	3,263	3,210	0,093922	0,097049	0,001783	0,001850
300,30	305,81	4,1939	311,53	4,1796	4,1867	0,02104555	0,00536422	3,270	3,210	0,093520	0,097049	0,001781	0,001850
499,85	305,44	4,2010	311,53	4,1796	4,1903	0,02335784	0,00396998	3,274	3,210	0,093292	0,097049	0,001781	0,001850
801,03	304,88	4,2117	311,43	4,1814	4,1966	0,02649035	0,00318591	3,280	3,211	0,092951	0,096988	0,001780	0,001850
900,60	304,60	4,2170	311,24	4,1851	4,2011	0,02825113	0,00322222	3,283	3,213	0,092781	0,096868	0,001779	0,001850
1000,00	304,41	4,2206	311,14	4,1870	4,2038	0,02977258	0,00322251	3,285	3,214	0,092668	0,096807	0,001779	0,001850

Tabla (A4). Resultados de la conductancia térmica para un cristal de cuarzo, intercalado con soldadura de Indio.

Tamaño de la muestra: 3x (1 x 1 x 0.3 mm³).

Las mediciones fueron hechas a 0.3, 1.3 y 4.2 K, variando la potencia.

(Ver sección 2.3 y 2.4 para referencias y comentarios).

Tabla (A5). Resultados para el Cristal de Cuarzo / Epo-Tek H20E

Power	<i>R1</i>	<i>T1</i>	<i>R2</i>	<i>T2</i>	<i>T</i>	<i>K</i>	Error <i>K</i>	<i>R1</i>	<i>R2</i>	Error <i>R1</i>	Error <i>R2</i>	Error <i>T1</i>	Error <i>T2</i>
[μW]	[ohm]	[°K]	[ohm]	[°K]	[°K]	[W/K]	[W/K]	mSiemens	mSiemens	[ohm]	[ohm]	[°K]	[°K]
0,0	6944,44	0,2727	7633,59	0,2856	0,2792	0,00000000	0,00000000	0,144	0,131	48,225309	58,271662	0,000858	0,000907
1,00	5208,33	0,3097	7633,59	0,2856	0,2977	0,00004170	0,00000322	0,192	0,131	27,126736	58,271662	0,000801	0,000907
3,00	4048,58	0,3497	7352,94	0,2901	0,3199	0,00005040	0,00000159	0,247	0,136	16,391024	54,065744	0,000767	0,000897
5,00	3412,97	0,3821	7194,24	0,2928	0,3375	0,00005601	0,00000119	0,293	0,139	11,648359	51,757155	0,000751	0,000892
7,01	3012,05	0,4091	6993,01	0,2964	0,3527	0,00006218	0,00000105	0,332	0,143	9,072434	48,902147	0,000744	0,000885
10,00	2624,67	0,4426	6756,76	0,3008	0,3717	0,00007050	0,00000094	0,381	0,148	6,888903	45,653762	0,000741	0,000877
15,01	2237,14	0,4877	6410,26	0,3078	0,3977	0,00008339	0,00000088	0,447	0,156	5,004780	41,091387	0,000743	0,000865
20,02	1992,03	0,5254	6097,56	0,3146	0,4200	0,00009501	0,00000086	0,502	0,164	3,968191	37,180250	0,000749	0,000854
25,00	1824,82	0,5571	5813,95	0,3214	0,4393	0,00010606	0,00000085	0,548	0,172	3,329959	33,802055	0,000756	0,000844
30,00	1697,79	0,5856	5555,56	0,3281	0,4569	0,00011652	0,00000086	0,589	0,180	2,882501	30,864198	0,000764	0,000836
0,0	647,25	1,3835	710,23	1,3966	1,3900	0,000000	0,00000000	1,545	1,408	0,418932	0,504423	0,001138	0,001090
200,70	585,14	1,5551	709,72	1,3977	1,4764	0,00127441	0,00001930	1,709	1,409	0,342386	0,503707	0,001224	0,001090
300,30	563,06	1,6287	709,22	1,3988	1,5137	0,00130570	0,00001383	1,776	1,410	0,317040	0,502993	0,001260	0,001091
400,69	544,66	1,6964	707,71	1,4020	1,5492	0,00136118	0,00001146	1,836	1,413	0,296657	0,500859	0,001293	0,001092
499,85	529,10	1,7587	707,21	1,4031	1,5809	0,00140573	0,00000995	1,890	1,414	0,279947	0,500151	0,001323	0,001093
600,63	515,46	1,8176	706,71	1,4042	1,6109	0,00145295	0,00000896	1,940	1,415	0,265703	0,499444	0,001350	0,001093
0,0	282,25	4,1886	311,53	4,1796	4,1841	0,000000	0,00000000	3,543	3,210	0,079663	0,097049	0,001687	0,001850
300,30	281,21	4,2090	311,33	4,1833	4,1961	0,01169126	0,00161089	3,556	3,212	0,079082	0,096928	0,001680	0,001850
499,85	280,50	4,2230	311,33	4,1833	4,2032	0,01258024	0,00111962	3,565	3,212	0,078683	0,096928	0,001675	0,001850
801,03	279,25	4,2479	311,24	4,1851	4,2165	0,01275761	0,00071722	3,581	3,213	0,077981	0,096868	0,001666	0,001850
900,60	278,86	4,2557	311,14	4,1870	4,2213	0,01310873	0,00067305	3,586	3,214	0,077764	0,096807	0,001663	0,001850
1000,00	278,40	4,265	311,04	4,188	4,227	0,0131305	0,0006077	3,592	3,215	0,077505	0,096747	0,00166	0,00185

Tabla (A5). Resultados de la conductancia térmica para el cristal de cuarzo, intercalado con epóxico Epo-Tek H20E.

Tamaño de la muestra: 3x (1 x 1 x 0.3 mm³).

Las mediciones fueron hechas a 0.3, 1.3 y 4.2 K, variando la potencia.

(Ver sección 2.3 y 2.4 para referencias y comentarios).

Tabla(A6). Resultados para el Cristal de Cuarzo / Epo-Tek H74F

Power	<i>R1</i>	<i>T1</i>	<i>R2</i>	<i>T2</i>	<i>T</i>	<i>K</i>	Error <i>K</i>	<i>R1</i>	<i>R2</i>	Error <i>R1</i>	Error <i>R2</i>	Error <i>T1</i>	Error <i>T2</i>
[μW]	[ohm]	[°K]	[ohm]	[°K]	[°K]	[W/K]	[W/K]	mSiemens	mSiemens	[ohm]	[ohm]	[°K]	[°K]
0,0	6849,32	0,2656	7633,59	0,2856	0,2756	0,00000000	0,00000000	0,146	0,131	46,913117	58,271662	0,000855	0,000907
1,00	4761,90	0,3134	7633,59	0,2856	0,2995	0,00003618	0,00000243	0,210	0,131	22,675737	58,271662	0,000787	0,000907
3,00	3610,11	0,3605	7352,94	0,2901	0,3253	0,00004266	0,00000116	0,277	0,136	13,032882	54,065744	0,000756	0,000897
5,00	2985,07	0,4002	7142,86	0,2937	0,3470	0,00004694	0,00000085	0,335	0,140	8,910671	51,020408	0,000744	0,000890
7,01	2624,67	0,4314	6993,01	0,2964	0,3639	0,00005190	0,00000075	0,381	0,143	6,888903	48,902147	0,000741	0,000885
10,00	2277,90	0,4706	6756,76	0,3008	0,3857	0,00005889	0,00000068	0,439	0,148	5,188848	45,653762	0,000742	0,000877
15,01	1937,98	0,5229	6369,43	0,3086	0,4158	0,00007001	0,00000064	0,516	0,157	3,755784	40,569597	0,000751	0,000863
20,02	1721,17	0,5677	6060,61	0,3155	0,4416	0,00007938	0,00000062	0,581	0,165	2,962428	36,730946	0,000762	0,000853
25,00	1577,29	0,6047	5780,35	0,3223	0,4635	0,00008849	0,00000062	0,634	0,173	2,487834	33,412409	0,000774	0,000843
30,00	1466,28	0,6388	5524,86	0,3290	0,4839	0,00009683	0,00000062	0,682	0,181	2,149964	30,524099	0,000786	0,000835
0,0	642,67	1,3870	710,23	1,3966	1,3918	0,00000	0,00000000	1,556	1,408	0,413029	0,504423	0,001144	0,001090
52,90	609,01	1,4771	709,22	1,3988	1,4379	0,00067552	0,00002025	1,642	1,410	0,370897	0,502993	0,001189	0,001091
72,90	598,44	1,5082	708,22	1,4009	1,4546	0,00067961	0,00001505	1,671	1,412	0,358135	0,501569	0,001204	0,001092
100,49	588,24	1,5397	707,71	1,4020	1,4709	0,00072975	0,00001271	1,700	1,413	0,346021	0,500859	0,001220	0,001092
200,70	552,49	1,6629	707,71	1,4020	1,5324	0,00076946	0,00000734	1,810	1,413	0,305241	0,500859	0,001279	0,001092
300,30	526,32	1,7678	707,21	1,4031	1,5855	0,00082343	0,00000577	1,900	1,414	0,277008	0,500151	0,001328	0,001093
0,0	280,82	4,1898	311,53	4,1796	4,1847	0,00000	0,00000000	3,561	3,210	0,078860	0,097049	0,001677	0,001850
300,30	278,01	4,2422	311,33	4,1833	4,2127	0,00510000	0,00030558	3,597	3,212	0,077289	0,096928	0,001656	0,001850
499,85	276,09	4,2781	311,33	4,1833	4,2307	0,00527067	0,00019553	3,622	3,212	0,076226	0,096928	0,001641	0,001850
801,03	273,45	4,3279	311,24	4,1851	4,2565	0,00561197	0,00013763	3,657	3,213	0,074774	0,096868	0,001618	0,001850
900,60	272,55	4,3448	311,24	4,1851	4,2650	0,00564187	0,00012350	3,669	3,213	0,074286	0,096868	0,001610	0,001850
1000,00	271,81	4,3588	311,14	4,1870	4,2729	0,00582112	0,00011819	3,679	3,214	0,073882	0,096807	0,001603	0,001850

Tabla (A6). Resultados de la conductancia térmica del cristal de cuarzo, intercalado con epóxico Epo-Tek H74F.
 Tamaño de la muestra: 3x (1 x 1 x 0.3 mm³).
 Las mediciones fueron hechas a 0.3, 1.3 y 4.2 K, variando la potencia.
 (Ver sección 2.3 y 2.4 para referencias y comentarios).

Tabla (A7). Resultados para el Capacitor (EMI Filter)

Power	R1	T1	R2	T2	T	K	Error K	R1	R2	Error R1	Error R2	Error T1	Error T2
[μ W]	[ohm]	[K]	[ohm]	[K]	[K]	[W/K]	[W/K]	mSiemens	mSiemens	[ohm]	[ohm]	[°K]	[°K]
0,0	6211,18	0,3019	7407,41	0,2892	0,2956	0,00000000	0,00000000	0,161	0,135	38,578759	54,869684	0,000834	0,000899
0,05	5405,41	0,3216	7299,27	0,2910	0,3063	0,00000165	0,00000014	0,185	0,137	29,218408	53,279344	0,000807	0,000895
0,07	5000,00	0,3336	7299,27	0,2910	0,3123	0,00000166	0,00000011	0,2	0,137	25,000000	53,279344	0,000795	0,000895
0,10	4545,45	0,3493	7299,27	0,2910	0,3202	0,00000172	0,00000008	0,22	0,137	20,661157	53,279344	0,000781	0,000895
0,15	4081,63	0,3687	7246,38	0,2919	0,3303	0,00000197	0,00000007	0,245	0,138	16,659725	52,509977	0,000768	0,000893
0,20	3663,00	0,3900	7246,38	0,2919	0,3410	0,00000206	0,00000006	0,273	0,138	13,417596	52,509977	0,000757	0,000893
0,25	3367,00	0,4081	7246,38	0,2919	0,3500	0,00000215	0,00000006	0,297	0,138	11,336712	52,509977	0,000750	0,000893
0,30	3144,65	0,4238	7246,38	0,2919	0,3579	0,00000227	0,00000005	0,318	0,138	9,888849	52,509977	0,000746	0,000893
0,40	2840,91	0,4491	7246,38	0,2919	0,3705	0,00000254	0,00000005	0,352	0,138	8,070764	52,509977	0,000742	0,000893
1,00	1972,39	0,5643	7194,24	0,2928	0,4286	0,00000370	0,00000005	0,507	0,139	3,890309	51,757155	0,000749	0,000892
0,0	663,57	1,4708	670,24	1,4899	1,4803	0,000000	0,00000000	1,507	1,492	0,440325	0,449223	0,001119	0,001132
20,02	584,45	1,7099	693,96	1,4328	1,5714	0,00007225	0,00000071	1,711	1,441	0,341586	0,481584	0,001225	0,001106
25,00	571,76	1,7569	693,96	1,4328	1,5949	0,00007713	0,00000066	1,749	1,441	0,326904	0,481584	0,001246	0,001106
30,00	558,35	1,8097	693,96	1,4328	1,6213	0,00007959	0,00000059	1,791	1,441	0,311752	0,481584	0,001269	0,001106
40,00	537,63	1,8986	693,96	1,4328	1,6657	0,00008588	0,00000053	1,86	1,441	0,289051	0,481584	0,001306	0,001106
52,90	515,73	2,0035	693,96	1,4328	1,7182	0,00009269	0,00000048	1,939	1,441	0,265977	0,481584	0,001349	0,001106
0,0	306,37	4,1832	311,72	4,1759	4,1795	0,000000	0,00000000	3,264	3,208	0,093864	0,097170	0,001783	0,001850
20,02	304,88	4,2117	311,72	4,1759	4,1938	0,00055940	0,00005753	3,28	3,208	0,092951	0,097170	0,001780	0,001850
25,00	304,60	4,2170	311,72	4,1759	4,1965	0,00060765	0,00005438	3,283	3,208	0,092781	0,097170	0,001779	0,001850
30,00	304,41	4,2206	311,72	4,1759	4,1982	0,00067117	0,00005527	3,285	3,208	0,092668	0,097170	0,001779	0,001850
40,00	303,49	4,2384	311,53	4,1796	4,2090	0,00068045	0,00004266	3,295	3,21	0,092106	0,097049	0,001777	0,001850
52,90	302,48	4,2579	311,33	4,1833	4,2206	0,00070885	0,00003504	3,306	3,212	0,091494	0,096928	0,001774	0,001850

Tabla (A7). – Resultados de la conductancia térmica para el capacitor (EMI Filter).
 Las mediciones fueron hechas a 0.3, 1.3, y 4.2 K, variando la potencia.
 (Ver sección 2.5 para referencias y comentarios).

Tabla (A8). Resultados para el epóxico Stycast 2850FT

Power	<i>R1</i>	<i>T1</i>	<i>R2</i>	<i>T2</i>	<i>T</i>	<i>k</i>	Error <i>k</i>	<i>R1</i>	<i>R2</i>	Error <i>R1</i>	Error <i>R2</i>	Error <i>T1</i>	Error <i>T2</i>
[μW]	[ohm]	[K]	[ohm]	[K]	[K]	[W/cmK]	[W/K]	mSiemens	mSiemens	[ohm]	[ohm]	[K]	[K]
0,0	5917,16	0,2885	7407,41	0,2892	0,2889	0,00000000	0,00000000	0,169	0,135	35,012780	54,869684	0,000824	0,000899
9,01	4347,83	0,3333	7042,25	0,2955	0,3144	0,00000595	0,00000027	0,23	0,142	18,903592	49,593335	0,000775	0,000886
10,00	4201,68	0,3390	6993,01	0,2964	0,3177	0,00000586	0,00000024	0,238	0,143	17,654120	48,902147	0,000771	0,000885
15,01	3731,34	0,3602	6756,76	0,3008	0,3305	0,00000632	0,00000018	0,268	0,148	13,922923	45,653762	0,000759	0,000877
20,02	3355,70	0,3810	6493,51	0,3060	0,3435	0,00000668	0,00000015	0,298	0,154	11,260754	42,165627	0,000750	0,000868
25,00	3086,42	0,3988	6329,11	0,3095	0,3542	0,00000699	0,00000013	0,324	0,158	9,525987	40,057683	0,000745	0,000862
0,0	623,83	1,4364	695,89	1,4284	1,4324	0,00000	0,00000000	1,603	1,437	0,389164	0,484269	0,001168	0,001104
100,49	612,00	1,4688	692,52	1,4361	1,4525	0,00007692	0,00000545	1,634	1,444	0,374538	0,479585	0,001185	0,001108
200,70	601,32	1,4995	692,52	1,4361	1,4678	0,00007924	0,00000292	1,663	1,444	0,361589	0,479585	0,001200	0,001108
300,30	591,37	1,5294	692,04	1,4372	1,4833	0,00008145	0,00000208	1,691	1,445	0,349714	0,478921	0,001215	0,001108
400,69	581,40	1,5608	691,56	1,4384	1,4996	0,00008180	0,00000159	1,72	1,446	0,338021	0,478259	0,001230	0,001109
499,85	573,07	1,5882	691,09	1,4395	1,5138	0,00008402	0,00000135	1,745	1,447	0,328405	0,477598	0,001244	0,001109
0,0	280,90	4,1869	311,72	4,1759	4,1814	0,00000	0,00000000	3,56	3,208	0,078904	0,097170	0,001677	0,001850
90,00	280,66	4,1915	311,72	4,1759	4,1837	0,00014436	0,00003276	3,563	3,208	0,078771	0,097170	0,001676	0,001850
160,00	280,58	4,1930	311,72	4,1759	4,1844	0,00023391	0,00004834	3,564	3,208	0,078727	0,097170	0,001675	0,001850
250,00	280,11	4,2021	311,72	4,1759	4,1890	0,00023877	0,00003222	3,57	3,208	0,078463	0,097170	0,001672	0,001850
490,00	279,96	4,2051	311,62	4,1777	4,1914	0,00044794	0,00005781	3,572	3,209	0,078375	0,097109	0,001671	0,001850
810,00	279,02	4,2232	311,53	4,1796	4,2014	0,00046449	0,00003755	3,584	3,21	0,077851	0,097049	0,001664	0,001850

Tabla (A8). – Resultados de la conductividad térmica para el epóxico Stycast 2850FT.

Tamaño de la muestra: 2.5 x 8 x 0.05 mm³.

Las mediciones fueron hechas a 0.3, 1.3, y 4.2 K, variando la potencia.

(Ver sección 2.5 para referencias y comentarios).

9. REFERENCIAS

1. E. Kreysa et al., “Bolometer array development at the Max-Planck-Institut für Radioastronomie”. *Infrared Physics & Technology*, 1999, **40**, Pp. 191-197.
2. T. May et al., “Superconducting bolometer array with SQUID readout for submillimetre wavelength detection”. *Superconductor Science and Technology*, **16**, 2003, Pp. 1430-1433.
3. C. M. Menten, E. Kreysa and F. Bertoldi, (in German) “Grosse Bolometerempfänger für die (sub)millimeter-Astronomie”, MPIfR-Bonn, Pp. 1-16, 2004.
4. O.V. Lounasmaa, “Experimental Principles and Methods below 1 K”. (Academic Press: London and New York, 1974). Pp. 1.
5. Frank Pobell, “Matter and Methods at Low Temperatures”, 2nd Ed. (Springer, Berlin, Heidelberg, 1996). Pp. 1, 2.
6. A.C. Rose-Innes, “Low Temperature Laboratory Techniques”, 2nd Ed. (The English Universities Press LTD, 1973). Pp. 15, 136,137.
7. J.P. Torre and G. Chanin, “Miniature liquid-³He refrigerator” 1985, *Rev. Sci. Instrum.*, **56** (2), 318.
8. Clement, J. R., Quinell, E. H., “The Low Temperature characteristics of Carbon-Composition Thermometers” 1952, *Rev. Sci. Instrum.*, **23**, 213.
9. F. Seitz, “Modern Theory of Solids”, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1940, p. 191.
10. W.H. Keesom, “Helium” (Elsevier Publishing Company, Inc., Amsterdam, 1942), Chap. IV.

11. H.van dijk and D. Shoenberg, Nature **164**, 151, (1949).
12. J.R. Clement, J.K. Logan, and J. Gaffney, “Liquid Helium Vapor-Pressure Equation”, Phys. Rev. **100** (2), 743, 1955.
13. Stephen G. Sydoriak and Thomas R. Roberts, “Thermodynamic Properties of Liquid Helium Three. Vapor Pressures below 1 K”, Phys. Rev. **106** (2), 175, 1957.
14. R.A. Erickson, and L. D. Roberts, “The Measurement and the Calculation of the Liquid Helium Vapor Pressure-Temperature Scale from 1 to 4.2 K” Phys. Rev. **93** (5), 1954.
15. B.M. Abraham, D. W. Osborne, and B. Weinstock, “The Vapor Pressure, Critical Point, Heat of Vaporization, and Entropy of Liquid ^3He ”, Phys. Rev. **80** (3), 1950.
16. Guy K. White, “Experimental Techniques in Low Temperature Physics”, 3rd Ed. Pp. 307. (Clarendon Press, Oxford, 1979). p. 90, 91.
17. These tables were provided by the bolometer’s laboratory of MPIfR.
18. William A. and Steyert Jr., “Thermal Transport Across Superconducting Solder Joints Near 0.1 K”, Rev. Sci. Instrum., **38**, 964, 1967.
19. A.C. Anderson and R. E. Peterson, “Selection of a thermal bonding agent for temperatures below 1 K”, Cryogenics, **10**, 430, 1970.
20. E.Gmelin, M. Asen-Palmer, M. Reuther and R. Villar, “Thermal Boundary resistance of mechanical contacts between solids at sub-ambient temperatures”, Appl, Phys, **32**, R19, 1999.
21. BEYSCHLAG GmbH. P.O. Box 1220, D-25732 Heide.
22. GVL, Cryoengineering, Aachener Strasse, 89, D-52223 Stolberg, Germany

23. IDB, Ingenieurbüro Dietmar Budzylek, Dietmar Butzylek, Hermann-Cossmann-Str. 19, 41472 Neuss.
24. Lake Shore Cryotronics, Inc. 575 Mccorkle Blvd. Westerville, OH. 43082.
25. Emmerson and Cumming, Inc. Canton, Mass. 02021, USA.
26. Spectrum Control GmbH. Hansastrasse 6, 91126 Schwabach, Germany.
27. Politek GmbH, Polytek Platz 1-7, D-76337 Waldbronn, Germany,
28. The Indium Corporation of America, 1676 Lincoln Avenue, Utica, ew York 13502 USA.
29. ISA-OHM, Isabellenhütte, Heusler GmbH. K.G., D-6340, Dillenburg, Germany.
30. Charles Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 3rd. ed. (Wiley, New York, 1966) Chap. 6.
31. R.C. Zeller and R. O. Pohl, "Thermal Conductivity and Specific Heat of Noncrystalline Solids", Phys. Rev. B, **4**, 2029, 1971.
32. W.R.McGrath and P.L. Richards, "Convenient Low-temperature heat sinks for electrical leads" Rev. Sci. Instrum. **53** (5), P.p. 709-710
33. C.L. Tsai, H. Weinstock and W.C. Overton, Jr. "Low temperature thermal conductivity of Stycast 2850FT", Cryogenics, **Sep.** 1978, Pp. 562-563.
34. J. R. Olson, "Thermal conductivity of some common cryostat materials between 0.05 and 2 K", Cryogenics, 1993, Vol. **33**, Num. **7**, Pp. 729-731.
35. A. Gouffé, "Corrections d'ouverture des corps-noir artificiels compte tenu des diffusions multiples internes", Rev. Optique, **24**, 1, 1945.
36. D.H. Martin and E. Puplett, "Polarized interferometric spectrometry for the millimeter and submillimetre spectrum", Infrared Physics, **10**, 1969, Pp. 105-109.

37. Bock, James Joseph, Ph. D. Thesis. University of California, Berkeley, 1994, Pp. 110.
38. C198-500, Fisher Scientific, Fair Lawn, New Jersey, 07410, USA.
39. Blast grain Type 207, Size No. 150-250 μm Diameter. Fuji Manufacturing Corp., Edogawa, Tokyo 132, Japan.
40. Richard D. Hudson Jr. "Infrared System Engineering", John Wiley & Sons, New York, 1969, Pp. 35-40.
41. Johannes Gromke, Diplom-Thesis, [in German], MPIfR - University of Bonn, Germany, 1996, Pp. 3-25.
42. P.L. Richards, "High-Resolution Fourier Transform Spectroscopy in the Far-Infrared", Journal of the Optical Society of America, **54**, 1964, Pp. 1474-1484.
43. SKF Slewing Bearings, B.P. 137, 89204 Avallon Cedex, France.
44. B.A. Scott, "An overview of lubrication and associated materials for vacuum service", American Institute of Physics, conference Proceedings, **192**, 1989, Pp. 39-51, USA.
45. Michiharu Naka, "Research and Development of Lubrication Greases by NSK", Motion and Control, **3**, 1997, Pp. 1-8.
46. K.G. Roller, "Lubricating of mechanisms for vacuum service", J. Vac. Sci. Technol. A. **6** (3), 1988, Pp. 1161-1165.
47. Braycote Micronic 803, SPI, Supplies, PO Box, 342, West Chester, PA, 19380, USA.
48. H.C. Poehlmann, "Vacuum Weight-Loss and Contamination Tests of some Materials for Space Application", in Proceedings of the 4th International Vacuum Congress, 1968, Pp. 809-813.
49. Fomblin, Solvay Solexis, Viale Lombardia, 20-20021, Bollate (MI), Italy.

50. A.E. Lange, E. Kreysa, S.E. McBride, and P.L. Richards, "Improved Fabrication Techniques for Infrared Bolometers", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 4, No. 5, 1983, Pp. 689-706.
51. J. Clarke, G. I. Hoffer, P.L. Richards, and N-H. Yeh, Journal of Applied Physics, **48**, 1977, Pp. 4865.
52. BOMEM Spectrometers, 625, Marais, VANIER, Quebec-Canada.
53. H. P. Gemünd, "Private Communication", Max-Planck Institute für Radioastronomie, Bonn-Germany, 2005.
54. Adrian T. Lee, Shih-Fu Lee, Jan M. gildemeister, and Paul L. Richards, "Voltage-biased superconducting bolometers for infrared and mm-wave astronomy".
55. Adrian T. Lee, and Paul L. Richards, "A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback". Applied Physics Letters **69** (12), 1996, Pp. 1801-1803.
56. *SQUID model CCblue from Supracon AG*. Ventura G. Barucci M., Monticone E., Pasca E. And Rajteri M. "Development of Ti Based Transition Edge Sensors for Cryogenic Detectors". 2002, Proc. ICATPP7 (Singapore: World Scientific), Pp. 677.

