



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO DE LOS SISTEMAS DE
ULTRA-ALTO VACÍO Y DE CONTROL
PARA EXPERIMENTOS CON GASES
CUÁNTICOS DE LITIO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
EDUARDO IBARRA GARCÍA PADILLA

DIRECTOR DE TESIS:
DR. JORGE AMIN SEMAN HARUTINIAN



Ciudad Universitaria, CD. MX., 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de datos del jurado.

1. Datos del alumno

Ibarra
García Padilla
Eduardo
309197944
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física

2. Datos del tutor

Dr.
Seman
Harutinian
Jorge Amin

3. Datos del sinodal 1

Dr.
Jiménez
Mier y Terán
José Ignacio

4. Datos del sinodal 2

Dr.
Sahagún
Sánchez
Daniel

5. Datos del sinodal 3

Dra.
Sánchez
Aké
Citlali

6. Datos del sinodal 4

Dra.
Cruz
López
Donají Xóchitl

7. Datos del trabajo escrito

Diseño de los sistemas de ultra-alto vacío y de control
para experimentos con gases cuánticos de Litio
151 p.
Octubre, 2016

Agradecimientos

The only people for me are the mad ones, the ones who are mad to live, mad to talk, mad to be saved, desirous of everything at the same time, the ones who never yawn or say a commonplace thing, but burn, burn, burn like fabulous yellow roman candles exploding like spiders across the stars.

On the Road. Jack Kerouac

A mis padres, quienes siempre me han apoyado y no sólo eso, quienes me han mostrado que en esta vida uno debe ser una persona íntegra. Que el trabajo duro sobrepasa al talento, que regalar una sonrisa le alegra el día a quien la da y a quien la recibe y que la perseverancia es una cualidad que no debe perderse. A ustedes que con su ejemplo y dedicación me han formado hasta ser el hombre que soy ahora.

A mi hermano, pilar incansable y compañero de aventuras. Eres el mejor regalo que me ha dado la vida. Sé que tu futuro está lleno de éxitos.

A mis abuelos, a quienes les guardo una profunda admiración y respeto. Porque ellos pintan con acuarelas nuestras vidas.

A Jorge Seman, a quien agradezco el haberme permitido, sin conocerme, trabajar en tan importante proyecto. Te agradezco tu paciencia, tu confianza y por compartir y exaltar el entusiasmo por la física experimental. Tu dedicación e ímpetu incansable son un ejemplo a seguir. No sólo por ser un excelente tutor sino por ser un buen amigo.

A Jackson, quien ha sido el mayor motivador de este grupo y quien siempre está dispuesto a ayudar con cualquier problema e inquietud. Lleno de anécdotas y vida, de bromas y conocimiento. Tu presencia es fundamental para todo lo que hacemos dentro y fuera del laboratorio, no hay agradecimientos suficientes para expresar la relevancia que tienen tus palabras. Un buen amigo, una suerte de hermano mayor.

A Víctor Romero quien cambió mi perspectiva de la Termodinámica y me indicó un camino a seguir. Agradezco las mágicas clases que me diste, las pláticas que hemos tenido y la invitación a formar parte del Laboratorio de Materia Cuántica del IFUNAM. Tus enseñanzas y tu pasión me han hecho amar la Termodinámica y la Física Estadística y me exhortan a dar lo mejor de mí en lo que hago.

A Rosario Paredes, quien siempre tiene para mí la puerta abierta y un buen consejo. Agradezco enteramente todas las discusiones de física y palabras de aliento que me has dado y por todas las molestias que te he hecho pasar como la lectura de mi primer artículo científico.

A Rodrigo Gutiérrez, tu ayuda y paciencia fue fundamental para echar a andar el sistema de control. Tu dedicación con todos los alumnos que acudimos a tu taller es algo que se agradece.

A la Dra. Rocío Jaúregui, responsable técnica del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica.

Al Dr. Roberto Gleason y al Ing. Marco Veytia, principales encargados de la construcción del laboratorio. Agradezco su trabajo incansable y su apoyo incondicional para con nosotros. Asimismo agradezco a Ernesto y sus muchachos, quienes tuvieron la ardua tarea de bajar y montar las mesas ópticas.

A toda la gente del LENS que nos ha brindado su apoyo para echar a andar el Laboratorio de Materia Ultrafría y que me recibieron con los brazos abiertos cuando estuve allá. A las personas del taller de electrónica: Marco de Pas, Alessio Montori y Marco Giuntini, quienes han sido pieza vital al apoyarnos con el sistema de control. A Matteo Zaccanti, Andreas Trenkwalder, Elettra Neri, Lucia Duca, Riccardo Tani, Claudia Crocini, y por supuesto al experimento del ${}^6\text{Li}$: a Alessia Burchianti, Chiara Fort, Andrea Amico, Francesco Scazza, Giacomo Valtolina y Giacomo Roati, por su cálida bienvenida y

de quienes no sólo me llevo una excelente experiencia y nuevos aprendizajes, sino también nuevos amigos.

A mis sinodales: Pepe Jiménez, Daniel Sahagún, Citali Sánchez Aké y Donají Cruz por dedicar parte de su tiempo a leer este trabajo y proporcionarme críticas constructivas.

A mis compañeros del laboratorio, Manuel, Diego y Ernesto. Principalmente a Ernesto por ser el primero, junto conmigo, en empezar a trabajar en este proyecto. Agradezco a todos por esas discusiones de ciencia, el trabajo arduo en equipo, las charlas y el apoyo mutuo.

A los muchachos del taller de Materia Ultrafría, es un trabajo extra, pero lo vale.

A todos los profesores que dieron lo mejor de sí en todas sus clases y dejaron una huella en mí.

A mis amigos de la esgrima, a quienes les guardo la más alta estima. Son mi otra familia de toda la vida.

A mis amigos de la prepa, quienes tomando caminos tan distintos al mío, estamos más cerca.

A mis amigos de la facultad, con quienes compartí desde un café en la facultad hasta organizar un congreso. Hicieron de la facultad un lugar ecléctico e interesante, mezcla de biología, matemáticas, filosofía, física, poesía, rocas y luz.

A mis amigos del Instituto de Física, por todas esas aventuras y experiencias que hemos pasado juntos.

A aquellas personas que la facultad y la vida tuvieron a bien poner en mi camino, personas que admiro por su arduo trabajo, su cariño infinito. A Malanche, compañero de ciencias futuras, amigo y maestro. A Marisa, amiga incansable durante todo este proceso que fue la universidad, no hay ánimos y alegrías que no falten contigo.

A la UNAM, quien me abrió las puertas desde los diez años de edad y hoy me sigue deslumbrando. Siento yo un compromiso fortísimo para con ella, que sé le iré retribuyendo poco a poco.

Al proyecto de CONACyT *Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia Ultrafría e Información Cuántica* con claves LN232652 y LN271322, al proyecto de CONACyT de Ciencia Básica 254942 *Búsqueda de turbulencia cuántica en gases ultrafríos*, a los proyectos DGAPA-PAPIIT (UNAM) IA101716 *Estudio de turbulencia cuántica en superfluidos atómicos* e IN107014 *Líquidos cuánticos de Bose y Fermi*, así como a CONACyT y Víctor Romero por el apoyo como *Ayudante de Investigador Nacional Nivel III* y a la Fundación Telmex por la *Beca Telmex*.

El viaje no termina jamás. Sólo los viajeros terminan. Y también ellos pueden subsistir en memoria, en recuerdo, en narración... El objetivo de un viaje es sólo el inicio de otro viaje.

Viaje a Portugal. José Saramago

Resumen

En este trabajo presentamos el diseño de un sistema de ultra-alto vacío para realizar experimentos con gases cuánticos. Nuestro sistema está proyectado para producir tanto condensados de Bose-Einstein de ${}^7\text{Li}$ como gases cuánticos de Fermi de ${}^6\text{Li}$. Este sistema se utilizará en los experimentos de gases cuánticos que se realizarán en el Laboratorio de Materia Ultrafría que forma parte del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica (LANMAC).

Una de las herramientas principales en el diseño de este sistema fue la analogía que existe entre las ecuaciones que describen los sistemas de ultra-alto vacío y aquellas que describen circuitos eléctricos. Esto nos permitió modelar la respuesta de diferentes tuberías, bombas y cámaras que integran al sistema y determinar así sus requerimientos y características.

Asimismo presentamos el sistema de control para el experimento con gases cuánticos de Litio. Este sistema en primera instancia tendrá 32 salidas digitales y 8 analógicas con posibilidad de contar con 64 canales digitales y 12 analógicos, las cuales se controlan mediante un software escrito en LabVIEW. El sistema de control consta de dos partes: los componentes electrónicos (o hardware) y la instrumentación (o software) las cuales se discuten como parte de este trabajo. En el transcurso de esta tesis se montaron las tarjetas y se implementaron las salidas digitales y analógicas, así como el software para controlar el experimento.

Abstract

In this work we present the design of an ultra-high vacuum system for performing experiments with ultra-cold quantum gases. Our system is projected for producing ^7Li Bose-Einstein condensates and ^6Li Fermi quantum gases. This system will be used in the experiments with quantum gases in the Ultra-cold Matter Laboratory that is part of the National Laboratory for Quantum Matter (LANMAC for its acronym in spanish).

One of the main tools in the design of this system is the analogy that exists between the equations that describe the ultra-high vacuum systems and those that describe electrical circuits. This correspondence allowed us to model the response of different pipes, vacuum pumps and chambers that integrate the system and determine their requirements and characteristics.

Likewise the control system for the experiment with Lithium quantum gases is presented. This system will start performing with 32 digital outputs and 8 analog outputs, but has the possibility to be equipped with 64 digital channels and 12 analog channels, which are controlled by a software written in LabVIEW. The control system consists of two parts: the electronic components (or hardware) and the instrumentation (or software), both of which were discussed as part of this work. In the course of this thesis the cards were mounted and digital and analog outputs were implemented, as well as the software for controlling the experiment.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	VII
Abstract	VIII
1. Introducción	1
1.1. Gases cuánticos	1
1.1.1. Física Estadística de bosones y fermiones	2
1.1.2. Gas degenerado de Fermi	7
1.1.3. Condensación de Bose-Einstein	10
1.2. Laboratorio Nacional de Materia Cuántica	13
1.2.1. Experimentos con gases cuánticos en el IFUNAM	14
2. ¿Por qué Litio?	16
2.1. Propiedades físicas fundamentales	16
2.2. Propiedades atómicas fundamentales	19
2.3. Resonancias de Feshbach	21
2.3.1. Teoría de dispersión a bajas energías	22
2.3.2. Resonancias de Feshbach	24
2.3.3. Resonancias de Feshbach en Litio	26
3. Sistema de ultra-alto vacío: Marco teórico	28
3.1. Elementos de la teoría cinética de los gases	28
3.1.1. El gas ideal	29
3.1.2. El camino libre medio	29
3.2. Flujo de gases a través de tuberías	31
3.2.1. Tipos de flujo	31
3.2.2. Velocidad de bombeo y conductancia de tuberías	35

3.3. Analogía sistema de vacío \longleftrightarrow circuitos eléctricos	38
4. Diseño del sistema de vacío	42
4.1. Condiciones y requerimientos del sistema	42
4.2. Descripción del sistema de vacío	45
4.2.1. El horno	49
4.2.2. El bombeo diferencial	54
4.2.3. El desacelerador Zeeman	57
4.2.4. La cámara de ciencia y el acceso óptico	59
4.3. Bombas de vacío	63
4.3.1. Bomba turbomolecular	64
4.3.2. Bomba iónica tipo getter	66
4.4. Modelado del sistema de vacío	69
4.5. Otras piezas diseñadas	72
5. Sistema de control	76
5.1. ¿Cómo funciona el programa?	76
5.2. ¿Qué hace el sistema de control?	77
5.3. Tarjeta de control de eventos DIO64	78
5.4. Buffer de entrada	80
5.5. Salidas digitales y analógicas	84
5.5.1. Salidas digitales	84
5.5.2. Salidas analógicas	86
6. Conclusiones y perspectivas	90
Bibliografía	92
A. Planos de las piezas diseñadas	98
B. Hojas de especificaciones	118

Índice de figuras

1.1.	Esquema de la ocupación de los niveles energéticos de gases cuánticos de Bose y Fermi a diferentes temperaturas.	5
1.2.	La estadística de Fermi-Dirac en función de la energía, para temperatura cero y finita.	9
1.3.	Diagrama de fases $n - T$ de la condensación de Bose-Einstein.	11
1.4.	Comportamiento cualitativo del potencial químico para los gases de Bose, Fermi y de Maxwell-Boltzmann para n fija.	12
1.5.	Ocupación del estado base de un gas de Bose ideal en función de la temperatura.	14
2.1.	Fotografía del Litio en bulto.	17
2.2.	Presión de vapor de diversos átomos alcalinos.	18
2.3.	Presión de vapor de Li en las fases sólida y líquida.	19
2.4.	Estructura hiperfina de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$	21
2.5.	Modelo básico de dos canales de la resonancia de Feshbach.	24
2.6.	Longitud de dispersión y energía del estado molecular cerca de una resonancia de Feshbach.	26
2.7.	Posibles escenarios de un gas de Fermi de átomos de ${}^6\text{Li}$ cerca de la resonancia de Feshbach.	27
3.1.	Distribución de Densidad de Probabilidad de Maxwell-Boltzmann.	30
3.2.	Comparación entre el régimen molecular y el continuo.	33
3.3.	Distribución angular de moléculas emergiendo de una apertura, así como de tubos de diferentes longitudes en el régimen molecular.	34
3.4.	Probabilidades de transmisión para una tubería circular y para un codo a 90°	37
3.5.	Probabilidades de transmisión para un cono truncado.	38
4.1.	Esquema de la cámara de ciencia.	43

4.2. Esquema del horno efusivo.	43
4.3. Esquema del horno efusivo conectado a la cámara de ciencia mediante una etapa de bombeo diferencial.	44
4.4. Esquema del horno efusivo conectado a la cámara de ciencia mediante una etapa de bombeo diferencial donde se indica la presencia del desacelerador tipo Zeeman.	45
4.5. Esquema del sistema de ultra-alto vacío.	46
4.6. Corte transversal del sistema de vacío.	46
4.7. Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío.	47
4.8. Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío en el estado estacionario.	47
4.9. El horno del sistema de vacío.	49
4.10. Receptáculo de Litio	50
4.11. Codo.	51
4.12. Boquilla.	52
4.13. Diagrama de boquilla.	52
4.14. Cruz.	53
4.15. El bombeo diferencial en el sistema de vacío.	54
4.16. Bombeo diferencial I.	55
4.17. Bombeo diferencial II.	55
4.18. Etapa de bombeo diferencial.	55
4.19. Cubo.	56
4.20. El desacelerador Zeeman en el sistema de vacío.	57
4.21. Desacelerador Zeeman.	57
4.22. Sistema de bobinas montadas sobre el desacelerador Zeeman.	58
4.23. Campo magnético en el desacelerador Zeeman.	58
4.24. La cámara de ciencia en el sistema de vacío.	59
4.25. Cámara principal II.	60
4.26. Cámara principal I.	61
4.27. Corte transversal del sistema de vacío.	61
4.28. Sistema óptico para la colimación del haz de enfriamiento del desacelerador Zeeman.	62
4.29. Bomba turbomolecular.	64
4.30. Geometría de rotores y estatores en una bomba turbomolecular.	65
4.31. Arreglo de rotores en una bomba turbomolecular.	65
4.32. Celda Penning de una bomba iónica.	66
4.33. Mecanismo de bombeo de una bomba iónica.	67
4.34. Bomba getter.	68

4.35. Tubería de conexión entre la bomba de vacío y el sistema.	69
4.36. Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío en el estado estacionario.	69
4.37. Distribución de presiones en el sistema de vacío.	72
4.38. Perfil de aluminio.	73
4.39. Sistema de vacío.	74
4.40. Celda de absorción para espectroscopia de Litio.	75
5.1. Esquema del sistema de control.	78
5.2. Tarjeta de control de eventos DIO64.	79
5.3. Secuencia de eventos en la tarjeta DIO64.	81
5.4. Tarjeta del buffer de entrada.	82
5.5. Esquema del funcionamiento de un opto-acoplador.	83
5.6. Secuencia de eventos en el buffer de entrada.	83
5.7. Esquema de canales digitales y analógicos.	84
5.8. Tarjeta de salidas digitales.	85
5.9. Secuencia de eventos en la tarjeta digital.	86
5.10. Tarjeta del salidas analógicas.	87
5.11. Secuencia de eventos en la tarjeta analógica.	89

Índice de tablas

1.1. Temperaturas de degeneración de varios sistemas físicos.	4
2.1. Propiedades físicas fundamentales del Litio en bulto.	17
3.1. Secciones eficaces de dispersión del átomo de Li con varios gases.	31
3.2. Analogía entre variables involucradas en circuitos eléctricos y sistemas de vacío.	39
3.3. Analogía entre elementos de vacío y componentes eléctricas. . .	41
4.1. Presión de vapor del Cu, Ni, Fe y Cr en Torr a diferentes temperaturas.	49
4.2. Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del horno del sistema de vacío.	54
4.3. Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del bombeo diferencial del sistema de vacío.	56
4.4. Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del des- acelerador Zeeman del sistema de vacío.	59
4.5. Conductancias, volúmenes y velocidades bombeo involucradas en el sistema de vacío.	70

Capítulo 1

Introducción

Dios mueve al jugador, y éste la pieza.
¿Qué Dios detrás de Dios la trama empieza?

Jorge Luis Borges

El objetivo de este apartado es realizar una introducción a los gases de Bose y Fermi, tanto históricamente como a través de la Física Estadística, así como a las técnicas experimentales para su obtención en el laboratorio. Finalmente, se aborda la perspectiva en México de la realización experimental de éstos para su estudio a través del proyecto del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica, en específico del Laboratorio de Materia Ultrafría.

1.1. Gases cuánticos

Desde que la condensación de Bose-Einstein, predicha en 1925, fue observada en el laboratorio en 1995 por Eric Cornell, Carl Wieman, Wolfgang Ketterle y Randall Hulet [1–3], el estudio de gases ultrafríos de Bose y Fermi se ha convertido en una de las áreas más activas de la física atómica contemporánea. Los primeros experimentos fueron efectuados en vapores de Rubidio (Rb), Sodio (Na) y Litio (Li) y hasta la fecha se ha logrado demostrar que varios átomos como ${}^7\text{Li}$ [3], ${}^{23}\text{Na}$ [2], ${}^{39}\text{K}$ [4], ${}^{52}\text{Cr}$ [5], ${}^{87}\text{Rb}$ [1], ${}^{164}\text{Dy}$ [6], ${}^{174}\text{Yb}$ [7], entre otros, presentan el fenómeno de la condensación de Bose-Einstein. El trabajo no quedó reducido al estudio de bosones únicamente y gases atómicos de Fermi de ${}^6\text{Li}$ [8], ${}^{40}\text{K}$ [9], ${}^{173}\text{Yb}$ [10], entre otros, han sido enfriados muy por debajo de la temperatura de degeneración y el fenómeno análogo a la condensación de Bose-Einstein, el gas degenerado de Fermi, ha sido observado.

El área de los gases atómicos ultrafríos ha ido avanzando rápidamente. Las técnicas de producción de gases cuánticos, así como de imagen han ido evolucionando y hoy en día un gran variedad de fenómenos como la superfluidez y la superconductividad pueden ser estudiados utilizando gases atómicos ultrafríos [11–13]. El alto grado de control que estos sistemas presentan, permite que los gases cuánticos constituyan un puente único entre el mundo microscópico y los fenómenos cuánticos macroscópicos. No sólo es posible ajustar la temperatura T , el número de partículas N , el volumen del gas V , sino también la dimensión y geometría del sistema pueden ser controlados mediante potenciales ópticos y magnéticos; permitiendo reproducir inclusive potenciales periódicos en analogía con la estructura cristalina en un sólido. De igual manera, la estadística del sistema puede ser seleccionada utilizando átomos fermiónicos o bósónicos e inclusive las interacciones entre átomos pueden ser sintonizadas externamente mediante resonancias de Feshbach [14], permitiendo el estudio de fenómenos como el cruce BEC-BCS.

Debido a que los gases ultrafríos son sistemas cuánticos de muchos cuerpos, cuyos grados de libertad pueden ser controlados con un gran nivel de precisión, la investigación con gases cuánticos ha marcado una nueva brecha en la forma de estudiar problemas de la teoría de muchos cuerpos y la materia condensada con una claridad sin precedentes [15, 16].

1.1.1. Física Estadística de bosones y fermiones

En la naturaleza existen dos tipos de partículas: bosones y fermiones. Los primeros tienen espín entero y la función de onda es simétrica ante el intercambio de cualesquiera dos partículas; mientras que los segundos tienen espín semientero y la función de onda es antisimétrica ante permutaciones.

El número de ocupación se define como el número de átomos que ocupan el estado de una partícula dado que el sistema está en un estado dado. En el caso de los fermiones, el número de ocupación es 0 o 1, respetando el Principio de Exclusión de Pauli, el cual indica que en un sistema fermiónico no pueden existir dos partículas en el mismo estado cuántico, es decir, no pueden tener los mismos números cuánticos, pues estos determinan el estado de una partícula. Por su parte, en un sistema bosónico, el número de ocupación puede ir desde 0 hasta N , siendo N el número de bosones en el sistema de estudio.

Los sistemas bosónicos y fermiónicos obedecen estadísticas diferentes. Las distribuciones de Bose-Einstein para bosones y de Fermi-Dirac para fermiones permiten obtener el número promedio de átomos en un estado de energía del potencial externo que lo confina, cuando el sistema está a temperatura T y

potencial químico μ dados. La estadística de dichos sistemas viene dada por la siguiente expresión [17],

$$n_i = \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_i - \mu)] \pm 1}, \quad (1.1)$$

donde el signo positivo corresponde a la distribución de Fermi-Dirac (FD), el negativo a la de Bose-Einstein (BE), $\beta = 1/k_B T$ (k_B constante de Boltzmann), i indica el estado de partícula individual, ϵ_i la energía de ese estado y por tanto n_i es el número promedio de átomos en estado i .

En el caso de la distribución de Fermi-Dirac, el potencial químico μ puede tomar valores positivos o negativos, y en ambos casos el número de ocupación promedio se encuentra acotado entre 0 y 1, en concordancia con el Principio de Exclusión de Pauli. Por su parte, en la distribución de Bose-Einstein, el potencial químico necesariamente debe ser menor o igual a cero $\mu \leq 0$, ya que de lo contrario, podría encontrarse un estado i tal que el número de ocupación n_i fuera negativo, lo cual carece de sentido físico.

Al cociente $\mu/k_B T$ también se le suele identificar por la letra griega α . En el caso límite en que $\alpha \rightarrow -\infty$, ambas estadísticas tienden a la distribución de Maxwell-Boltzmann (MB) dada por,

$$n_i = \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_i - \mu)]}, \quad (1.2)$$

es decir, el sistema pierde su carácter fermiónico o bosónico y obedece la Mecánica Estadística Clásica. Este es un indicador de que para observar la naturaleza cuántica de un gas de N átomos idénticos, en otras palabras, observar el carácter fermiónico o bosónico del sistema, es necesario trabajar en el límite de bajas temperaturas.

Sin embargo, ¿cómo sabemos qué tan baja debe ser la temperatura para observar el carácter cuántico del sistema? Para ello se introduce un parámetro llamado longitud de onda térmica de De Broglie λ_T el cual está definido como [17],

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}, \quad (1.3)$$

donde h es la constante de Planck, m es la masa del átomo del cual está constituido el fluido, T la temperatura al que se encuentra y k_B la constante de Boltzmann. Comparando esta cantidad con el inverso de la densidad de átomos en el gas N/V , la condición para tener un gas cuántico es [17],

$$\lambda_T^3 \gtrsim \frac{V}{N}. \quad (1.4)$$

Rescribiendo la relación (1.4) como,

$$\lambda_T \gtrsim d, \quad (1.5)$$

donde $d = (V/N)^{1/3}$ es la separación promedio entre partículas en un gas, la condición para tener un gas cuántico queda más clara. Si la longitud de onda térmica de De Broglie es del orden o mayor que la separación promedio entre partículas, entonces dominará la naturaleza ondulatoria de los átomos que componen al gas y por lo tanto debe ser descrito por la Mecánica Cuántica.

La temperatura de degeneración T_o se define como la temperatura en la cual los efectos cuánticos empiezan a ser relevantes, es decir, cuando

$$\lambda_{T_o}^3 \approx \frac{V}{N}. \quad (1.6)$$

En la Tabla 1.1 se presenta una comparación de las temperaturas de degeneración para diversos sistemas físicos, en donde se puede apreciar que, por ejemplo, los electrones en un metal muestran sus propiedades cuánticas a temperatura ambiente ($T \approx 300\text{K}$), mientras que en un gas de átomos alcalinos, como los que se utilizan en experimentos de gases ultrafríos, éstas sólo son apreciables por debajo de los μK .

Sistema	Densidad [cm^3]	T_o [K]
H ₂ (gas)	2×10^{19}	5×10^{-2}
⁴ He (líquido)	2×10^{22}	2.17
Electrones en un metal	10^{22}	10^4
Átomos alcalinos (gas)	10^{14}	$< 10^{-5}$

Tabla 1.1: Temperaturas de degeneración de varios sistemas físicos [17, 18].

Los gases cuánticos de Bose y Fermi presentan comportamientos muy diferentes entre sí conforme la temperatura disminuye. En el caso del gas de Bose, el fenómeno conocido como condensación de Bose-Einstein se hace presente, mientras que en el gas de Fermi, el gas degenerado de Fermi hace su aparición. Este comportamiento se ilustra en la Figura 1.1.

En los siguientes apartados haremos una breve descripción del gas degenerado de Fermi y de la condensación de Bose-Einstein. Asimismo haremos notar que las propiedades termodinámicas de ambos gases dependen del “volumen” que los contiene. Pero antes de esto, haremos un desarrollo de la Física Estadística que aplica a ambos casos para un gas de N átomos idénticos, con espín

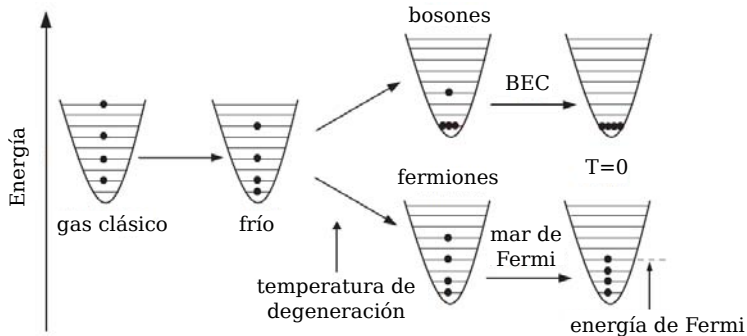


Figura 1.1: Esquema de la ocupación de los niveles energéticos de gases cuánticos de Bose y Fermi a diferentes temperaturas. A altas temperaturas, ambos gases se comportan clásicamente, pero por debajo de la temperatura de degeneración el carácter bosónico/fermiónico se hace presente. Conforme la temperatura del gas tiende al cero absoluto, la condensación de Bose-Einstein o el gas degenerado de Fermi aparecen.

s, contenido en un volumen V . La discusión siguiente se presenta un modo resumido, sin embargo [17, 19] son excelentes referencias al respecto donde los cálculos se hacen en detalle.

El estado de un átomo con espín s contenido en una caja cuadrada de volumen V y lados de longitud L se especifica mediante el siguiente ket,

$$|m_x, m_y, m_z, \sigma\rangle, \quad (1.7)$$

donde m_i son los números cuánticos asociados a la energía y σ es la proyección del espín ($-s \leq \sigma \leq s$) en el eje z . La función de onda del átomo en cuestión es,

$$\Phi_{m_x, m_y, m_z}(\mathbf{r}) = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} \sin\left(\frac{m_x \pi}{L} x\right) \sin\left(\frac{m_y \pi}{L} y\right) \sin\left(\frac{m_z \pi}{L} z\right), \quad (1.8)$$

donde $m_i \in \mathbb{Z}^+$ y la energía del estado etiquetado por los números cuánticos m_i es,

$$\epsilon_{m_x, m_y, m_z} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 (m_x^2 + m_y^2 + m_z^2). \quad (1.9)$$

Los niveles de energía se encuentran degenerados, siendo la degeneración de estos igual a $2s + 1$, debido al espín. Por simplicidad, para futuros cálculos y

deducciones, abreviaremos al conjunto de números cuánticos m_i mediante el vector \mathbf{m} .

Puesto que el gas consta de N átomos, la siguiente condición debe cumplirse,

$$N = \sum_i n_i, \quad (1.10)$$

y puesto que i indica el estado de un átomo, entonces la expresión anterior puede ser reescrita como,

$$N = \sum_{\mathbf{m}} \sum_{\sigma} \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_i - \mu)] \pm 1}, \quad (1.11)$$

y debido a que el sumando no depende del espín,

$$N = (2s + 1) \sum_{m_x=1}^{\infty} \sum_{m_y=1}^{\infty} \sum_{m_z=1}^{\infty} \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_i - \mu)] \pm 1}, \quad (1.12)$$

la cual, tomando el límite termodinámico ($N \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$ pero N/V constante) es,

$$N = (2s + 1) \frac{V}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{\exp[\beta(\epsilon_i - \mu)] \pm 1}, \quad (1.13)$$

donde $k_i = \frac{\pi}{L} m_i$. Adimensionalizando la integral, obtenemos que,

$$N = (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\alpha} \pm 1} dx, \quad (1.14)$$

la cual puede ser escrita en términos de las funciones polilogarítmicas [17],

$$N = (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} \left\{ \begin{array}{l} f_{3/2}(\alpha) \\ g_{3/2}(\alpha) \end{array} \right\}, \quad (1.15)$$

las cuales definimos a continuación para $n \in \mathbb{R}$.

Funciones de Fermi

$$f_n(\alpha) \equiv \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^{\infty} \frac{x^{n-1}}{e^{x-\alpha} + 1} dx. \quad (1.16)$$

Funciones de Bose

$$g_n(\alpha) \equiv \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty \frac{x^{n-1}}{e^{x-\alpha} - 1} dx. \quad (1.17)$$

Una deducción similar puede hacerse para encontrar la energía E , puesto que ésta es,

$$E = \sum_i \epsilon_i n_i, \quad (1.18)$$

y se encuentra que,

$$E = \frac{3}{2} k_B T (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} \left\{ \begin{array}{l} f_{5/2}(\alpha) \\ g_{5/2}(\alpha) \end{array} \right\}. \quad (1.19)$$

Sin embargo, también es fácil encontrar que el gran potencial viene dado por [17],

$$\Omega(T, V, \mu) = -k_B T (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} \left\{ \begin{array}{l} f_{5/2}(\alpha) \\ g_{5/2}(\alpha) \end{array} \right\}, \quad (1.20)$$

con el cual conviene trabajar, pues es una relación fundamental y nos permite obtener todas las propiedades termodinámicas del sistema en conjunto con la relación de Euler [17],

$$E = TS - pV + \mu N, \quad (1.21)$$

que establece el carácter extensivo de la energía E , la entropía S , el volumen V y el número de partículas N , así como con las relaciones entre los potenciales termodinámicos y sus derivadas,

$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_{\mu, V}, \quad N = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_{T, V}, \quad p = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial V} \right)_{T, \mu}. \quad (1.22)$$

Con estas herramientas, procedemos a introducir el gas degenerado de Fermi y el fenómeno de la condensación de Bose-Einstein.

1.1.2. Gas degenerado de Fermi

El gas degenerado de Fermi se obtiene al construir el estado base de un gas ideal de N fermiones, con espín s , a temperatura cero ($T = 0$ K), contenido en un volumen V . Aunque estas consideraciones son solamente aproximaciones (el cero absoluto es inalcanzable y el gas ideal no existe ya que sí hay interacciones

entre fermiones), el gas degenerado de Fermi proporciona valiosa información sobre el comportamiento de un gas cuántico de fermiones a temperaturas por debajo de la temperatura de degeneración.

Puesto que se desea construir el estado base, el número de ocupación es, para el límite $T = 0$,

$$n_i = \begin{cases} 1 & \epsilon_i \leq \epsilon_F \\ 0 & \epsilon_i > \epsilon_F \end{cases}, \quad (1.23)$$

donde se define la energía de Fermi ϵ_F como la energía del último nivel de energía lleno. De esta forma y analizando la distribución de Fermi-Dirac (1.1) concluimos que el potencial químico debe ser positivo $\mu > 0$ ya que de lo contrario, al tomar el límite $T \rightarrow 0$, $n_i \rightarrow 0 \forall i$.

Por su parte considerando el límite,

$$\lim_{\beta \rightarrow \infty} n_i = \begin{cases} 1 & \epsilon_i \leq \mu \\ 0 & \epsilon_i > \mu \end{cases}, \quad (1.24)$$

se muestra que $\epsilon_F = \mu$ cuando $T = 0$ K.

Recordando lo estipulado en la sección anterior en las ecuaciones (1.10), (1.11), (1.12), (1.13) y haciendo uso de (1.23), se encuentra que,

$$N = \sum_i n_i, \quad (1.25)$$

$$N = \sum_{\mathbf{k}}^* \sum_{\sigma} 1, \quad (1.26)$$

donde el asterisco indica que la suma sólo debe efectuarse para $\epsilon_{\mathbf{k}} \leq \mu$, donde recordemos $k_i = \frac{\pi}{L} m_i$. De esta forma,

$$N = (2s + 1) \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{|k| \leq |k_F|} d^3k, \quad (1.27)$$

donde k_F se relaciona con la energía de la Fermi de la siguiente manera,

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}. \quad (1.28)$$

Así, integrando (1.27) y sustituyendo en (1.28), se encuentra que la energía de Fermi viene dada por,

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{(2s + 1) V} N \right)^{2/3}. \quad (1.29)$$

Con esta última relación y definiendo a la temperatura de Fermi T_F mediante la relación $\epsilon_F = k_B T_F$ se encuentran las temperaturas de degeneración para sistemas fermiónicos.

Aunque en este trabajo no se presenta el desarrollo del estudio de gas de fermiones a temperatura finita, en la Figura 1.2 ilustramos el comportamiento de la distribución de Fermi-Dirac en función de la energía para temperatura cero y finita.

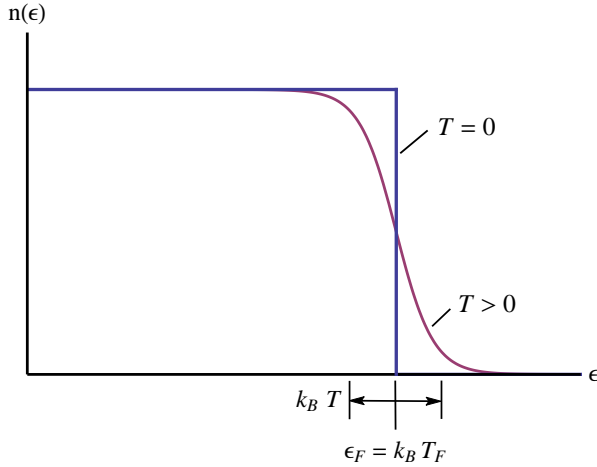


Figura 1.2: La estadística de Fermi-Dirac en función de la energía, para temperatura cero y finita. Las curvas difieren por una región del orden de $k_B T$ alrededor de ϵ_F [17].

Vale la pena comentar que la obtención experimental del primer gas degenerado de Fermi fue realizado en la Universidad de Colorado Boulder en 1999 por Brian DeMarco y Deborah S. Jin. En su trabajo, el cual puede ser encontrado en la referencia [9], reportan que enfriaron un gas de Fermi de 7×10^5 átomos de ^{40}K a 0.5 de la temperatura de Fermi T_F , y que a esa temperatura la ocupación de los niveles más bajos de energía incrementó, de ser esencialmente cero a altas temperaturas, a casi el 60%, observándose el carácter cuántico del gas y la modificación de sus propiedades termodinámicas; reportando la creación de un gas muy parecido al gas degenerado de Fermi, compuesto de átomos enfriados en el régimen en el que los efectos de la distribución de Fermi-Dirac pueden ser observados.

1.1.3. Condensación de Bose-Einstein

Consideremos un gas ideal de N bosones, con espín s , a temperatura T , contenido en un volumen V . La ecuación de estado viene dada por (1.15), es decir,

$$N = (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} g_{3/2}(\alpha), \quad (1.30)$$

sin embargo, esto no es del todo cierto, ya que al momento de reemplazar la suma por la integral en las ecuaciones (1.12) y (1.13), no se le asigna peso alguno al estado base, por ser éste único. Por tanto, la expresión correcta de la ecuación de estado es,

$$N = \langle n_o \rangle + (2s + 1) \frac{V}{\lambda_T^3} g_{3/2}(\alpha), \quad (1.31)$$

donde $\langle n_o \rangle$ hace referencia al número promedio de átomos que se encuentran en el estado base del átomo.

Fijando la densidad de átomos N/V en el límite termodinámico, es decir $N/V = \text{cte}$ cuando $N \rightarrow \infty$ y $V \rightarrow \infty$, se encuentra que existe una temperatura crítica o temperatura de condensación T_c [18], para la cual:

I) Si $T > T_c$, el potencial químico es negativo ($\mu < 0$) y

$$\frac{N}{V} = (2s + 1) \left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2} \right)^{3/2} g_{3/2}(\alpha), \quad (1.32a)$$

$$\frac{\langle n_o \rangle}{N} \simeq 0, \quad (1.32b)$$

es decir, por arriba de la temperatura de condensación, el número de átomos que se encuentran en el estado base es despreciable.

II) Si $T = T_c$, esto sucede si y sólo si el potencial químico se iguala a cero ($\mu = 0$) y por tanto se cumple que,

$$\frac{N}{V} = (2s + 1) \left(\frac{2\pi m k_B T_c}{h^2} \right)^{3/2} \zeta(3/2), \quad (1.33)$$

donde $\zeta(z)$ es la función Zeta de Riemann.

III) Si $T < T_c$, debido al comportamiento inyectivo de las funciones termodinámicas, el potencial químico se mantiene igual a cero ($\mu = 0$) y aparece

un número macroscópico de átomos en el estado base, es decir,

$$\frac{\langle n_o \rangle}{N} = 1 - \frac{V}{N} (2s + 1) \left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \zeta(3/2), \quad (1.34a)$$

donde se observa que en el caso límite $T = 0$, $\langle n_o \rangle = N$. Al conjunto de átomos en el estado base se le conoce como condensado de Bose-Einstein.

Para el gas ideal de N bosones, con espín s , a temperatura T , contenido en un volumen V , la ecuación (1.33) determina la frontera entre la fase condensada y la fase gaseosa, que escrito de una manera más sencilla se lee como,

$$nT_c^{-3/2} = \text{cte}, \quad (1.35)$$

donde por simplicidad escribimos $n = N/V$. Este comportamiento puede ser observado en la Figura 1.3.

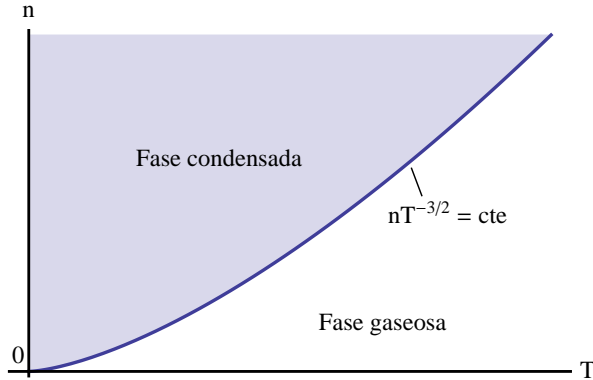


Figura 1.3: Diagrama de fases $n - T$ de la condensación de Bose-Einstein. La curva $nT_c^{-3/2} = \text{cte}$ determina la frontera entre la fase condensada y la gaseosa. Obsérvese que para una n fija, existe una temperatura crítica y que para una T fija existe una densidad crítica [17].

Por su parte es interesante observar el comportamiento del potencial químico en función de la temperatura para los gases de Bose, Fermi y de Maxwell-Boltzmann. Mientras que en el gas de bosones y el gas clásico el potencial químico es cero cuando la temperatura es igual al cero, en el gas de Fermi el potencial químico es la energía de Fermi. El comportamiento cualitativo de estas curvas se presenta en la Figura 1.4.

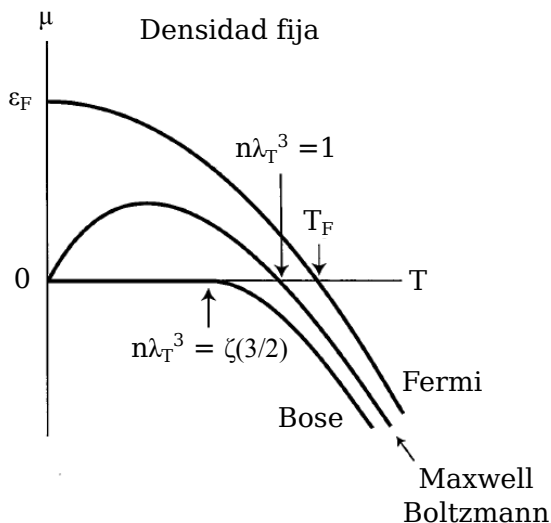


Figura 1.4: Comportamiento cualitativo del potencial químico para los gases de Bose, Fermi y de Maxwell-Boltzmann para n fija. La figura indica la temperatura de Fermi en el caso del gas de Fermi, la temperatura de degeneración del gas de Maxwell-Boltzmann y la temperatura de condensación de Bose-Einstein (imagen tomada de [17]).

Finalmente, mencionamos que la primera realización experimental de la condensación de Bose-Einstein en un vapor diluido fue lograda en 1995 por Eric A. Cornell, Carl E. Wieman en la Universidad de Colorado Boulder y Wolfgang Ketterle en el Instituto Tecnológico de Massachusetts, quienes fueron acreedores del premio Nobel de Física en 2001 [1, 2, 20]. En el artículo de Cornell y Wieman, el cual puede ser encontrado en la referencia [1], reportan que un condensado de Bose-Einstein fue producido en un gas de átomos de ^{87}Rb y que este apareció a una temperatura de aproximadamente 170 nK, con una densidad de atómica de 2.5×10^{12} átomos por centímetro cúbico y que éste pudo ser preservado durante 15 segundos¹.

¹En el mismo año, en 1995, el grupo de Randall Hulet condensó el isótopo de ^7Li [3], sin embargo, debido las interacciones atractivas innatas a este isótopo, se formaban moléculas de Li por lo cual colapsaban los condensados.

Es importante comentar que tanto el gas degenerado de Fermi como la condensación de Bose-Einstein se realizan en trampas armónicas, donde el potencial confinante es,

$$V_{ext} = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2), \quad (1.36)$$

en vez del potencial de paredes rígidas,

$$V_{ext} = \begin{cases} 0 & \text{si } \mathbf{r} \in V \\ \infty & \text{si } \mathbf{r} \notin V, \end{cases} \quad (1.37)$$

que fue utilizado para las deducciones anteriores. Este cambio en el potencial externo, en el “volumen” que confina al gas cuántico, tiene consecuencias en la Termodinámica de éstos. Como un ejemplo, la temperatura de condensación para un gas de bosones confinado en el potencial armónico es,

$$T_c = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{N\omega_x\omega_y\omega_z}{\zeta(3)} \right)^{1/3}, \quad (1.38)$$

y en este caso la ecuación que determina la frontera entre la fase condensada y la fase gaseosa es [18],

$$nT_c^{-3} = \text{cte.} \quad (1.39)$$

En la Figura 1.5 se ilustra la ocupación del estado base en función de la temperatura a densidad fija para los potenciales confinantes de trampa armónica (1.36) y paredes rígidas (1.37).

En la siguiente sección se aborda la perspectiva de los gases cuánticos en México a través del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica, en específico del Laboratorio de Materia Ultrafría del IFUNAM, incluyendo una breve descripción de los proyectos a realizarse.

1.2. Laboratorio Nacional de Materia Cuántica

La fundación del laboratorio fue posible con apoyo financiero del Fondo de Gastos Concurrentes de la UNAM a través de la Coordinación de la Investigación Científica de la UNAM y del CONACyT en el contexto del proyecto de Laboratorios Nacionales. La construcción de los laboratorios de Materia Ultrafría y de Átomos Fríos y Óptica Cuántica comenzó en junio del 2014.

La importancia del Laboratorio de Materia Ultrafría no reside únicamente en su primer objetivo, el cual es la obtención del primer gas fermiónico de América Latina, sino también permitiendo que teorías propuestas por estudiantes

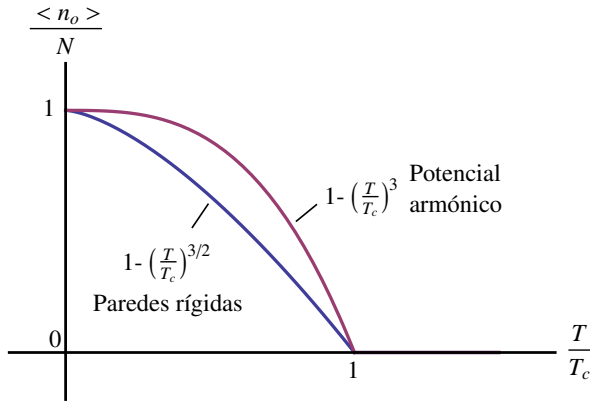


Figura 1.5: Ocupación del estado base de un gas de Bose ideal en función de la temperatura T a densidad n fija para los potenciales confinantes de trampa armónica y paredes rígidas.

e investigadores del Instituto de Física y otras instituciones de la UNAM sean puestas a prueba en el laboratorio, impulsando el trabajo en conjunto y un avance mucho más rápido y dirigido en esta área de investigación.

1.2.1. Experimentos con gases cuánticos en el IFUNAM

En el Laboratorio de Materia Ultrafría se trabajará con dos isótopos de una única especie atómica ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$. El primero es un fermión y será utilizado para producir gases cuánticos de Fermi, mientras que el segundo es un bosón y con él se realizarán condensados de Bose-Einstein. En los siguientes apartados se hace una breve descripción de los proyectos a realizar en el laboratorio y en el siguiente capítulo se discute por qué se seleccionó al Litio para estos experimentos.

Termodinámica de variables globales

Como se comentó previamente, la termodinámica de un sistema depende del volumen en el cual se encuentra contenido y de la naturaleza bosónica o fermiónica de los átomos que lo componen. Existen grandes esfuerzos por comprender la termodinámica de gases de bosones y fermiones confinados en potenciales armónicos, pues bajo estas condiciones el sistema es espacialmente inhomogéneo. Un ejemplo claro de esto es la distribución de presión para un

BEC en una trampa armónica, en donde la presión no es constante en todo el sistema, sino que ésta depende de la posición, i.e $p \neq p_o$, sino $p = p(\mathbf{r})$.

Existen varias formas de abordar el problema, una de las cuales es la *Termodinámica de variables globales* propuesta por Víctor Romero Rochín [21–24] y la cual ha sido estudiada en gases de bosones por el grupo de Vanderlei Bagnato en la Universidad de Sao Paulo en Brasil [25–28]. Esta propuesta está todavía en fase de construcción y es posible realizar grandes avances no sólo en el caso de bosones, sino que también en el caso de fermiones.

Turbulencia cuántica

El problema de la turbulencia, tanto clásica como cuántica es uno de los problemas abiertos más importantes de la física. Un fluido turbulento se caracteriza por la presencia de vórtices de diversos tamaños, formas y orientaciones que continuamente interactúan y/o se disipan. Este comportamiento complejo da lugar a que su descripción sea complicada. Sin embargo, a diferencia de la turbulencia clásica, en la cual la descripción hidrodinámica del fluido turbulento es difícil, en el caso de un superfluido, los efectos cuánticos restringen su comportamiento. El estado turbulento de un superfluido se compone de un conjunto desordenado y enmarañado de vórtices cuantizados de diferentes tamaños y formas [29–31].

Una de las preguntas abiertas y fundamentales sobre el problema de la turbulencia cuántica, y razón por la cual es un tema que se estudiará en el Laboratorio de Materia Ultrafría, es: ¿Cómo se disipa la energía en un superfluido turbulento? Sabemos que en un fluido clásico, la viscosidad es la responsable de la disipación de energía, pero en un superfluido (fluido sin viscosidad) la respuesta no es obvia. Existen varias hipótesis, entre las cuales, la más aceptada concierne a un efecto cuántico llamado *reconexión de vórtices* y que no tiene analogía alguna en la mecánica de fluidos clásica [30–33]. Es uno de los primeros objetivos del Laboratorio de Materia Ultrafría estudiar este fenómeno y poner a prueba esta hipótesis.

Capítulo 2

¿Por qué Litio?

No era el hombre más honesto ni el más piadoso, pero era un hombre valiente.

Las aventuras del capitán Alatríste. Arturo Pérez-Reverte

En el Laboratorio de Materia Ultrafría se utilizarán dos isótopos de Litio: ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$. Las razones principales por las cuales se seleccionó este átomo es porque ambos isótopos presentan lo que se conoce como resonancia de Feshbach¹ [14] y porque tanto el isótopo bosónico como el fermiónico son abundantes en la naturaleza, siendo el Litio el 33^o elemento más abundante en el planeta Tierra y cuyas abundancias relativas son del 92.5 % para el ${}^7\text{Li}$ y 7.5 % para el ${}^6\text{Li}$ [34]. En este capítulo se hace una introducción al átomo de Litio, haciendo énfasis en las propiedades que son relevantes para experimentos con átomos ultrafríos.

2.1. Propiedades físicas fundamentales

Para producir un gas cuántico necesitamos primero producir un vapor de átomos y después enfriarlo por debajo de su temperatura de degeneración. Para producir el vapor de átomos requerimos de una fuente atómica, las más comunes suelen ser celdas de vapor y hornos efusivos [35–37]. En el Laboratorio de Materia Ultrafría se utilizará un horno efusivo el cual permite generar un flujo de átomos colimados que es compatible con el ultra-alto vacío [35].

¹Las resonancias de Feshbach no son únicas al átomo de Li, otros átomos como el Na, K, Rb y Cs, entre otros, también las tienen [14].

Un horno efusivo es simplemente un receptáculo que contiene al elemento en bulto (en el caso del Litio en pequeñas rocas del elemento, véase la Figura 2.1), el cual se calienta, produciendo un vapor, el cual sale del horno por medio de una apertura [37]. Por esta razón, en esta sección introducimos las propiedades físicas fundamentales del Litio en bulto, es decir, no a nivel atómico sino a nivel macroscópico. En otras palabras, presentamos sus propiedades termodinámicas más relevantes.



Figura 2.1: Fotografía del Litio en bulto.

El Litio en su forma sólida es el metal más ligero de la tabla periódica con una apariencia grisácea-plateada. Es un metal alcalino, perteneciente a la primera familia de la tabla periódica, contando con un único electrón en su último nivel. Como todos los elementos alcalinos, este reacciona con el agua, pero no lo hace de manera tan violenta como el Sodio. En la Tabla 2.1 se presentan las propiedades físicas fundamentales del Litio en bulto [38].

Propiedad	Símbolo	Valor
Densidad (300 K)	ρ	0.534 g/cm ³
Punto de fusión	T_M	453.69 K
Calor de fusión	Q_F	2.99 kJ/mol
Punto de ebullición	T_B	1615 K
Calor de vaporización	Q_V	134.7 kJ/mol

Tabla 2.1: Propiedades físicas fundamentales del Litio en bulto [38].

En experimentos de átomos ultrafríos, el elemento en bulto es utilizado únicamente como fuente atómica, por lo tanto es importante introducir el concepto de presión de vapor, ya que la densidad atómica está directamente relacionada con la presión de vapor y es el principal parámetro ajustable para controlar el flujo de átomos emitido por la fuente atómica [38].

La presión de vapor p_V de Li en las fases sólida y líquida viene dada por [39],

$$\log_{10} p_{V_{sol}} = -54.87864 - \frac{6450.944}{T} - 0.01487480T + 24.82251 \log_{10} T, \quad (2.1a)$$

$$\log_{10} p_{V_{liq}} = 10.34540 - \frac{8345.574}{T} - 0.00008840T - 0.68106 \log_{10} T, \quad (2.1b)$$

donde la presión p está expresada en Torr y la temperatura T en Kelvin. En la Figura 2.3 se presenta la curva p_V vs T . El valor de la presión en el punto de operación de nuestra fuente atómica a 673.15 K (400°C) es de $p_{V_{sol}} = 5.32 \times 10^{-5}$ Torr y $p_{V_{liq}} = 9.16 \times 10^{-5}$ Torr. La razón por la cual nuestra fuente atómica opera a 673.15 K (400°C) es porque a diferencia de otros átomos alcalinos, su presión de vapor es muy baja a temperatura ambiente ($T \approx 300$ K), como se puede observar en la Figura 2.2. A 673.15 K (400°C), la presión de vapor es ideal ya que asegura un buen flujo de átomos al experimento [40, 41].

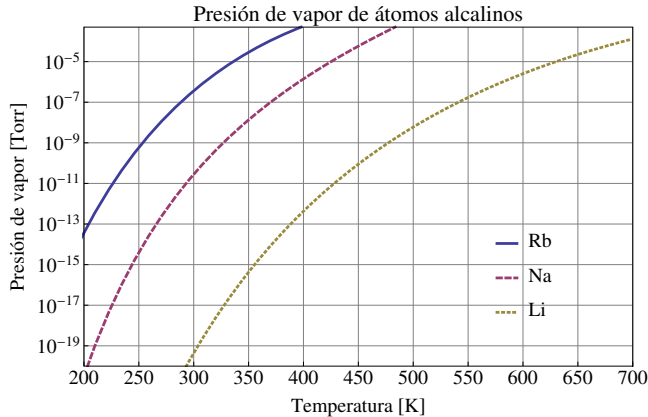


Figura 2.2: Presión de vapor de Rb, Na y Li. Las curvas fueron construidas con las ecuaciones proporcionadas en la referencia [39]. La presión de vapor del Li es muy baja a temperatura ambiente en comparación con otros átomos alcalinos.

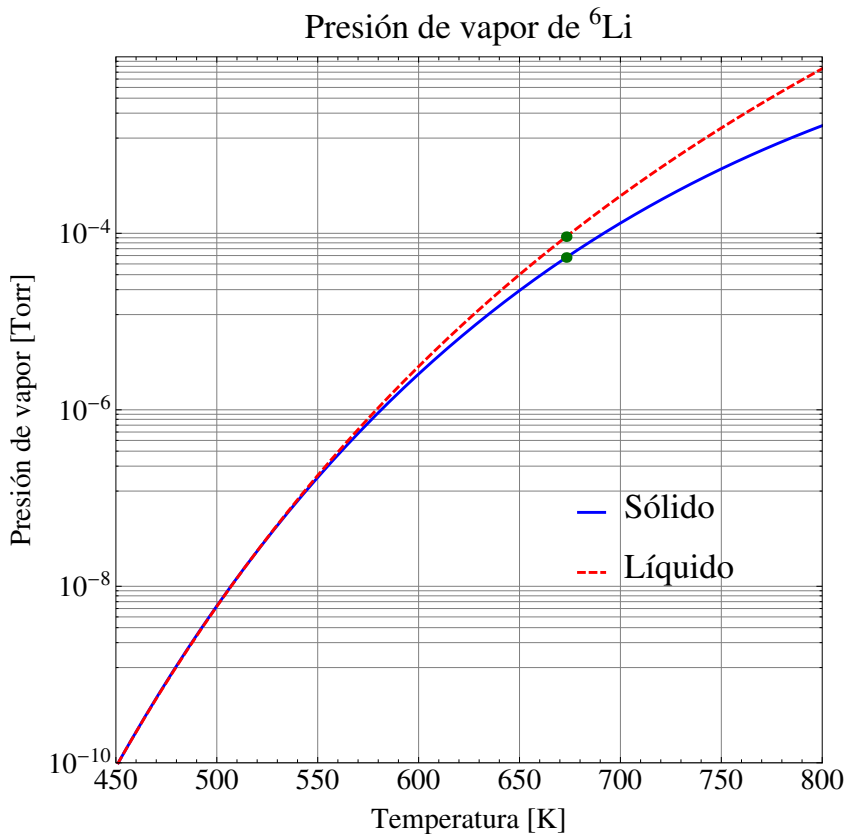


Figura 2.3: Presión de vapor de Li en las fases sólida y líquida. Los puntos indican el valor de operación de nuestra fuente atómica 673.15 K (400°C).

2.2. Propiedades atómicas fundamentales

El átomo de Litio tiene solamente un electrón libre y dentro de la aproximación de potencial central la configuración del estado base es $1s^22s^1$ y la configuración del primer estado excitado es $1s^22p^1$. Dentro del tratamiento de átomo hidrogenoide se considera que el electrón de valencia es independiente y que el núcleo y los orbitales completos producen un campo eléctrico esféricamente simétrico. Esta aproximación da lugar a los niveles de energía caracterizados por el momento angular orbital ℓ . En notación espectroscópica, los niveles del estado base y el estado excitado son 2^2S y 2^2P respectivamente.

Incorporando la corrección debida al acoplamiento spin-órbita, esto da lugar a la estructura fina del átomo. La interacción entre los dipolos de spin y de momento angular orbital puede ser escrita como [38],

$$\hat{H}_{SO} = \frac{e}{2m^2c^2\hbar^2} \left(\frac{1}{r} \frac{d\phi}{dr} \right) \hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (2.2)$$

donde $\hat{\mathbf{L}}$ y $\hat{\mathbf{S}}$ son los operadores de momento angular orbital y spin, respectivamente. El potencial eléctrico producido por el núcleo y los electrones en los orbitales completos viene dado por ϕ y r es la coordenada radial. Se define al momento angular electrónico total $\hat{\mathbf{J}}$ como,

$$\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}. \quad (2.3)$$

Aunque la corrección a los niveles de energía es del orden de la constante de estructura fina $\alpha \approx \frac{1}{137}$, el estado base en notación espectroscópica es el $2^2S_{1/2}$, mientras que el primer estado excitado se desdobra en dos, el $2^2P_{1/2}$ y el $2^2P_{3/2}$.

La estructura hiperfina es la corrección debida a que el núcleo no presenta simetría esférica como se había supuesto. Debe considerarse la energía de interacción de un núcleo asimétrico en el campo del electrón de valencia. En este marco de referencia, la interacción viene dada por [38],

$$\hat{H}_{HF} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \hat{\mathbf{B}}(0) + \frac{1}{6}e \sum_{\alpha\beta} \hat{Q}_{\alpha\beta} \frac{\partial^2 \phi(0)}{\partial x_\alpha \partial x_\beta}, \quad (2.4)$$

donde $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ y \hat{Q} son los operadores del momento magnético dipolar y del momento eléctrico cuadrupolar del núcleo, $\hat{\mathbf{B}}$ es el operador de campo magnético en la posición del núcleo y ϕ es el potencial eléctrico en el núcleo. Ahora se define el momento angular total $\hat{\mathbf{F}}$ como,

$$\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{I}}, \quad (2.5)$$

donde $\hat{\mathbf{I}}$ es el operador de momento angular nuclear.

El Litio presenta dos isótopos estables naturales: ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, el primero cuenta con tres neutrones y el segundo con cuatro. Puesto que estos difieren únicamente por una partícula con espín 1/2, el primero es un fermión y el segundo es un bosón. En ${}^6\text{Li}$, $I = 1$, y en ${}^7\text{Li}$, $I = 3/2$, por lo que los niveles hiperfinos de ambos isótopos difieren sustancialmente. Esto puede observarse en la Figura 2.4 donde se presentan los niveles hiperfinos de ambos isótopos de Litio.

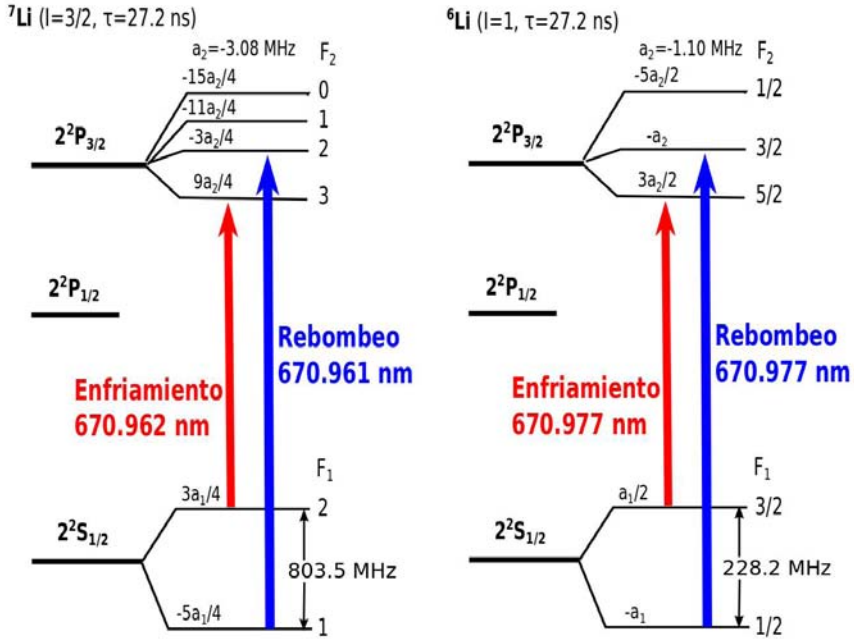


Figura 2.4: Estructura hiperfina de los isótopos de Litio involucrados en el experimento. A la izquierda la estructura de ${}^7\text{Li}$ y a la derecha la estructura de ${}^6\text{Li}$. En rojo se indica la transición atómica que se utilizará en el Laboratorio de Materia Ultrafría para el enfriamiento y en azul la de rebombeo. Nota: Las separaciones entre los niveles de energía no están a escala (imagen tomada de [42]).

2.3. Resonancias de Feshbach

En este apartado presentamos una de las propiedades más interesantes de los gases ultrafríos: la existencia de resonancias de Feshbach, las cuales permiten seleccionar la longitud de dispersión en el proceso de dispersión de dos cuerpos por medio de un campo magnético homogéneo. A continuación haremos un breve recuento de la teoría de dispersión a bajas energías y finalmente discutiremos por qué el átomo de Litio es buen candidato para experimentos con gases cuánticos.

2.3.1. Teoría de dispersión a bajas energías

El desarrollo de la teoría de dispersión presentado en este apartado está basado en las referencias [43, 44].

Considerando el problema de dispersión de dos átomos en el sistema de coordenadas de centro de masa y relativa, la ecuación de Schrödinger para la coordenada relativa es,

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_{sc}(r) \right) \Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (2.6)$$

donde μ es la masa reducida de los átomos, r es la distancia interatómica y $V_{sc}(r)$ es el potencial de dispersión entre ellos. La solución al problema puede ser presentada como una superposición de una onda plana entrante y una onda esférica saliente,

$$\Psi(\mathbf{r}) = A \left[\exp(ikz) + f(\theta) \frac{\exp(ikr)}{r} \right], \quad (2.7)$$

donde A es el factor de normalización, k es el número de onda, θ es el ángulo de dispersión y $f(\theta)$, llamada la amplitud de dispersión, contiene todos los detalles sobre el potencial dispersor $V_{sc}(r)$.

Dentro del análisis de ondas parciales se considera un potencial dispersor $V_{sc}(r)$ con simetría radial y es posible expresar a la función de onda, solución a la ecuación de Schrödinger, en coordenadas esféricas de la siguiente manera,

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} R_{kl}(r) P_l(\cos \theta), \quad (2.8)$$

donde $P_l(\cos \theta)$ es el polinomio de Legendre de orden l . Resolviendo la ecuación (2.6) con la propuesta (2.8), es decir, determinando $R_{kl}(r)$, es posible demostrar que la amplitud dispersión viene dada por,

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(i\delta_l) \sin(\delta_l) P_l(\cos \theta), \quad (2.9)$$

donde δ_l es la diferencia de fase entre la onda entrante y la saliente, y contiene toda la información sobre la dispersión. Por su parte es posible demostrar que la sección diferencial de dispersión está relacionada con la amplitud de dispersión de la siguiente manera,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \begin{cases} |f(\theta)|^2 & \text{partículas no idénticas} \\ |f(\theta) + f(\theta - \pi)|^2 & \text{bosones idénticos} \\ |f(\theta) - f(\theta - \pi)|^2 & \text{fermiones idénticos} \end{cases}, \quad (2.10)$$

donde Ω es el ángulo sólido. Con estos conocimientos se puede mostrar que la amplitud de dispersión en el caso de partículas indistinguibles es,

$$f(\theta) \pm f(\theta - \pi) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \left[1 \pm (-1)^l \right] (2l + 1) \exp(i\delta_l) \sin(\delta_l) P_l(\cos \theta), \quad (2.11)$$

donde el signo positivo corresponde a los bosones y el negativo a los fermiones.

En el caso de colisiones a bajas energías, como la energía viene dada por $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, entonces k es lo suficientemente pequeña, de manera que únicamente la onda-s ($l = 0$) contribuye, es decir, los términos superiores pueden ser despreciados y por tanto la amplitud de dispersión se simplifica a,

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \exp(i\delta_0) \sin(\delta_0). \quad (2.12)$$

De este modo se encuentra que para colisiones donde la onda-s domina, la amplitud de dispersión es independiente de θ . Esto implica que el proceso de dispersión de onda-s está regulado únicamente por el momento k de los átomos dispersados y la fase δ_0 , lo que permite definir un único parámetro a que describe el proceso de dispersión y que recibe el nombre de longitud de dispersión,

$$a = -\frac{\tan \delta_0}{k}, \quad (2.13)$$

la cual se puede considerar como una medida de la fuerza de interacción entre partículas y que, como veremos más adelante, se trata de un parámetro que puede ser ajustado en el experimento mediante un campo magnético homogéneo.

Finalmente, la sección de dispersión total σ es,

$$\sigma = \begin{cases} \frac{4\pi a^2}{1+k^2 a^2} & \text{partículas no idénticas} \\ \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2} & \text{bosones idénticos} \\ 0 & \text{fermiones idénticos} \end{cases}, \quad (2.14)$$

donde es posible identificar dos regímenes: El primero es un gas con interacciones débiles $ka \ll 1$, donde la sección de dispersión se reduce a $\sigma = 4\pi a^2$ (idéntica para un potencial de esferas duras), mientras que el segundo es un gas con interacciones fuertes $ka \gg 1$, en cuyo caso la sección de dispersión es independiente de la longitud de dispersión, $\sigma = 4\pi/k^2$.

2.3.2. Resonancias de Feshbach

En el proceso de dispersión entre dos átomos, si el potencial de dispersor permite la formación de estados ligados, la longitud de dispersión (y por tanto la sección de dispersión) puede ser controlada cuando la energía de un estado ligado E_c sea próxima a la energía de la colisión E . Este fenómeno se conoce como resonancia de dispersión y físicamente se entiende como un acoplamiento entre un estado libre y uno ligado [43].

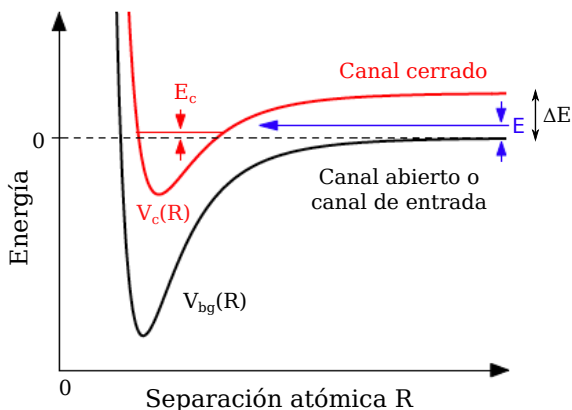


Figura 2.5: Modelo básico de dos canales de la resonancia de Feshbach. En negro el canal abierto (o de entrada) $V_{bg}(R)$ y en rojo el canal cerrado $V_c(R)$. La resonancia ocurre cuando dos átomos que colisionan con energía E en el canal abierto, se acoplan a un estado ligado molecular con energía E_c permitido por el potencial del canal cerrado. El acoplamiento resonante se puede efectuar mediante campos magnéticos, sintonizando la energía E_c con la energía de colisión E (imagen adaptada de [14]).

Para explicar qué es un resonancia de Feshbach consideremos dos potenciales como los de la Figura 2.5. Dos átomos libres interactúan mediante el potencial del canal abierto que identificamos como $V_{bg}(R)$, donde R es la distancia interatómica y el subíndice bg hace referencia a que es el potencial de fondo (background). Por su parte, puede ocurrir que cuando dos átomos ocupan diferentes estados internos, su interacción es controlada mediante el potencial del canal cerrado $V_c(R)$, el cual permite estados moleculares ligados. Sin embargo, el canal cerrado no puede ser un estado final del proceso de dis-

persión debido a que no conserva la energía y por tanto la dispersión a través de este potencial está prohibida, lo cual implica que se requiere de una energía de activación ΔE para poder acceder a este canal.

Si los estados hiperfinos entre los dos canales presentan un momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ diferente, entonces aplicando un campo magnético \mathbf{B} podemos cambiar la energía relativa ΔE entre los dos canales,

$$\Delta E = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}, \quad (2.15)$$

y por tanto poner en resonancia ambos potenciales. La resonancia de Feshbach ocurre cuando el estado en el canal abierto se aproxima energéticamente a uno de los estados ligados permitidos por el canal cerrado y de esta forma los canales se acoplan y los átomos forman un estado molecular ligado. Esto se traduce en un cambio de la longitud de dispersión, la cual puede ser evaluada mediante la siguiente fórmula [14],

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_o} \right), \quad (2.16)$$

donde la longitud de dispersión en el canal abierto a_{bg} representa el valor fuera de resonancia ($B \rightarrow \infty$), B_o es la posición de la resonancia (donde la longitud de dispersión diverge, $a \rightarrow \pm\infty$) y Δ es la amplitud de resonancia (qué tan ancha es la resonancia). En la Figura 2.6 (a) se ilustra el comportamiento de la ecuación (2.16).

Cuando los átomos involucrados en el proceso de dispersión forman un estado ligado, ocupan el nivel de energía vibracional más alto del potencial de dispersión, cuya energía de amarre E_b (definida positiva) viene dada por [14],

$$E_b = \frac{\hbar^2}{2\mu a^2}, \quad (2.17)$$

donde μ es la masa reducida y a es la longitud de dispersión. En la Figura 2.6 (b) se ilustra el comportamiento de la energía de amarre en un estado ligado.

Podemos identificar tres situaciones posibles, las cuales ilustramos en la Figura 2.6.

- $a > 0$. En este caso existen interacciones repulsivas entre los átomos que pueden formar un estado molecular.
- $a < 0$. Esta región corresponde a una interacción atractiva entre los átomos, que como veremos más adelante, forman un tipo especial de par.

- $a \rightarrow \pm\infty$. En este caso la longitud de dispersión diverge, pero no así la sección de dispersión total gracias a la ec. (2.14).

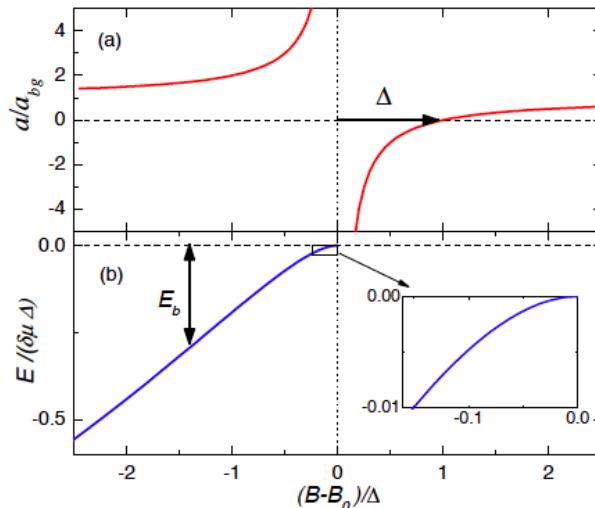


Figura 2.6: Longitud de dispersión (panel (a)) y energía del estado molecular (panel (b)) cerca de una resonancia de Feshbach. La energía de amarre E_b es definida positiva. La sección ampliada indica el comportamiento cerca de la resonancia (imagen tomada de [14]).

2.3.3. Resonancias de Feshbach en Litio

La razón principal por la cual se seleccionó el átomo de Litio es porque ambos isótopos de esta especie atómica presentan resonancias de Feshbach [14]. En el caso de ${}^6\text{Li}$ ésta se encuentra localizada a 834 Gauss, mientras que en ${}^7\text{Li}$ se presenta a 736.8 Gauss [14]. En la Figura 2.7 se presenta la longitud de dispersión para un gas de átomos de ${}^6\text{Li}$. En el caso de ${}^6\text{Li}$, $a_{bg} = -1405 a_0$, donde a_0 es el radio de Bohr, $\Delta = 300$ Gauss y $B_0 = 834$ Gauss [40]. Estas resonancias en los isótopos de Litio se encuentran en un valor de campo magnético accesible y también son muy anchas, lo que permite un alto grado de control sobre éstas en el experimento.

Es importante recordar que la ec. (2.14) dice que las colisiones entre fermiones idénticos no existen, por lo tanto la resonancia se da únicamente entre átomos con momentos magnéticos distintos.

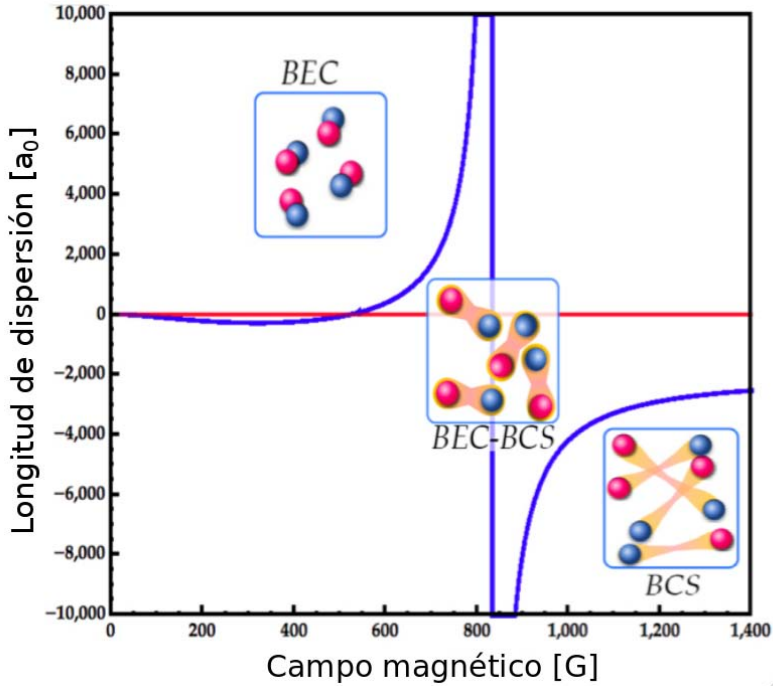


Figura 2.7: Posibles escenarios de un gas de Fermi de átomos de ${}^6\text{Li}$ cerca de la resonancia de Feshbach, localizada a 834 Gauss (imagen tomada de [42]).

Con esto en mente, notemos algo que es particularmente interesante. Para $a > 0$ se forman moléculas que para el caso de dos fermiones iguales, salvo su proyección de espín, son un bosón compuesto. Por otro lado, cuando $a < 0$ Leon Cooper [45] predijo que en un sistema de dos componentes de espín de fermiones idénticos, una interacción atractiva en presencia de un mar de Fermi forma este tipo especial de pares que mencionamos antes cuyo apareamiento ocurre en el espacio de momentos y por tanto no puede ser visto como un bosón, esto corresponde a los pares de Cooper de los superconductores y su naturaleza es fermiónica, o como se le conoce en la literatura, tipo BCS por Bardeen, Cooper y Schrieffer [45].

Finalmente, notemos que la divergencia de la longitud de dispersión a conecta ambos regímenes y por eso se le conoce como cruce BEC-BCS. Esto se ilustra en la Figura 2.7 donde todos los regímenes superfluidos se muestran en la resonancia de Feshbach.

Capítulo 3

Sistema de ultra-alto vacío: Marco teórico

La vida consiste en equivocarse, cada uno a su manera.

Verás el cielo abierto. Manuel Vicent

Para producir un gas cuántico se requiere de un sistema de ultra-alto vacío ya que es indispensable proporcionar un ambiente controlado y desprovisto de contaminantes, que asegure un correcto aislamiento del sistema de estudio de sus alrededores. Por esta razón, en este capítulo sentaremos las bases sobre las técnicas de ultra-alto vacío y se presentará la analogía que existe entre los sistemas de vacío y los circuitos eléctricos, conceptos necesarios para diseñar un sistema de ultra-alto vacío como el que se utilizará en el Laboratorio de Materia Ultrafría.

3.1. Elementos de la teoría cinética de los gases

Antes de centrarnos en el análisis del sistema de vacío debemos introducir algunos conceptos que serán de utilidad, como lo son: la definición de vacío, la ecuación de estado de un gas ideal, la distribución de Maxwell-Boltzmann y el camino libre medio, elementos que sientan las bases sobre las cuales se fundamentan las técnicas de ultra-alto vacío.

3.1.1. El gas ideal

El vacío se define como el espacio que se encuentra a una presión menor que la presión atmosférica [46]. La relación entre la presión p que ejerce un gas sobre la superficie del volumen que lo contiene y su densidad atómica o molecular $n = N/V$ viene dada por la ecuación del gas ideal,

$$pV = Nk_B T, \quad (3.1)$$

donde p es la presión, V el volumen, N el número total de partículas (átomos o moléculas), k_B es la constante de Boltzmann y T la temperatura. En la derivación de (3.1) existen dos suposiciones implícitas:

1. Los átomos/moléculas son de tamaño despreciable.
2. No existen fuerzas entre los átomos/moléculas que componen al gas. Las colisiones ocurren únicamente con la superficie del volumen que las contiene.

Sabemos que estas dos suposiciones son falsas para cualquier gas real, ya que los átomos y moléculas tienen tamaño finito y las interacciones entre las partículas que componen al gas no son nulas. A pesar de esto, estas suposiciones se vuelven cada vez más precisas conforme el gas en cuestión se diluye y/o la presión disminuye. Estas condiciones se cumplen en los gases diluidos utilizados en nuestro experimento y por lo tanto, por encima de la temperatura de degeneración cuántica, la ecuación de estado es la ecuación del gas ideal.

3.1.2. El camino libre medio

La distribución de velocidades de este gas ideal es la distribución de Maxwell-Boltzmann. En la Figura 3.1 se presenta una gráfica de la distribución de probabilidad de N vs v , donde v es la velocidad del átomo/molécula y N es el número de átomos/moléculas con esa velocidad.

Aunque la ecuación de estado del gas ideal (3.1) es estrictamente para un gas donde no existen colisiones entre los átomos/moléculas que componen al gas y que éstos son de tamaño despreciable; es posible utilizarla, únicamente en el límite de gases diluidos, al considerar que los átomos/moléculas que componen al gas tienen un tamaño finito y presentan colisiones entre ellas. Esto permite introducir el concepto de camino libre medio λ , el cual se define como la distancia promedio entre dos colisiones sucesivas de las moléculas de un gas. Si consideramos que las moléculas son esferas duras de masas m_1 y m_2

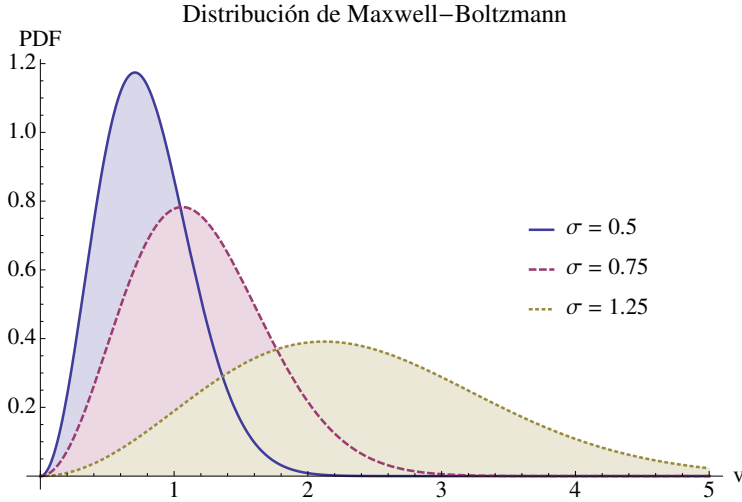


Figura 3.1: Distribución de Densidad de Probabilidad de Maxwell-Boltzmann (PDF), donde $\sigma = \sqrt{k_B T/m}$ se conoce como parámetro de escala.

y diámetros δ_1 y δ_2 respectivamente, entonces la distancia entre los centros de impacto será $\delta_c = \frac{1}{2}(\delta_1 + \delta_2)$ y por tanto la sección eficaz de dispersión será $\sigma_c = \pi\delta_c^2$. De esta manera, el camino libre medio estará dado por,

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_c}, \quad (3.2)$$

donde n es el número de átomos/moléculas por unidad de volumen (N/V). Por su parte, para un gas homogéneo en equilibrio que obedece la distribución de Maxwell-Boltzmann, el camino libre medio puede obtenerse la siguiente manera [47],

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi\rho\delta^2}. \quad (3.3)$$

Por su parte, en una mezcla de dos gases, uno de cuales está compuesto de moléculas de tipo 1 y el otro de moléculas de tipo 2, cuyas masas molares (o pesos moleculares) son M_1 y M_2 , cuyos diámetros son δ_1 y δ_2 y sus presiones parciales p_1 y p_2 respectivamente, se tiene que el camino libre medio de las moléculas de tipo 1 chocando con moléculas del tipo 2 es $\lambda_{1,2}$ y viene dado por [48, 49],

$$\lambda_{1,2} = \frac{4k_B T}{\pi p_2 (\delta_1 + \delta_2)^2 \sqrt{1 + M_1/M_2}}, \quad (3.4)$$

donde se observa claramente que en el límite en que los diámetros, las masas molares y las presiones son iguales, la expresión anterior se reduce a la ecuación (3.3).

Habiendo introducido el concepto del camino libre medio, la importancia de trabajar a presiones muy bajas, del orden de $p \sim 10^{-10} - 10^{-12}$ Torr se vuelve clara. Ya que se desea que los átomos únicamente interactúen entre ellos y no con los gases residuales en nuestro experimento, trabajar a bajas presiones asegura caminos libres medios grandes y por tanto un escaso número de colisiones con los gases residuales. En la Tabla 3.1 se presentan las secciones eficaces de dispersión del átomo de Litio con varios gases [50], con las que se puede determinar el camino libre medio si se conoce la densidad del gas.

Elemento o Gas	Li	H ₂	D ₂	He	Ne	Ar
σ_c [Å ²]	30	122	125	106	120	303

Tabla 3.1: Secciones eficaces de dispersión del átomo de Li con varios gases [50].

3.2. Flujo de gases a través de tuberías

En esta sección se hace una introducción a los tipos de flujos que puede presentar un fluido en tuberías, los regímenes de vacío, los conceptos de conductancia, flujo y la velocidad de bombeo, así como las ecuaciones para el cálculo de conductancias en tuberías y velocidades de bombeo en el régimen molecular.

3.2.1. Tipos de flujo

La naturaleza del flujo de gas en ductos y tuberías cambia en función de la presión del gas y su descripción suele dividirse en tres regímenes. La dinámica de estos flujos está caracterizada mediante la relación entre el camino libre medio del gas λ y una dimensión característica d de las tuberías, cámaras, etc... Esta relación se denomina *número de Knudsen*, el cual está definido de la siguiente manera,

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{d}. \quad (3.5)$$

De esta forma, se identifican tres regímenes [47]:

1. **Flujo molecular:** El camino libre medio es del mismo orden o mayor, que la dimensión característica ($Kn > 0.5$). La dinámica de los gases está dominada por colisiones moleculares con las paredes del recipiente y/o tubería.
2. **Flujo continuo o viscoso:** El camino libre medio es pequeño comparado con la dimensión característica ($Kn < 0.01$) y las colisiones intermoleculares son más frecuentes que las colisiones con las paredes. En este régimen, las propiedades del gas no varían significativamente sobre varios caminos libres medios y el gas puede ser considerado como un medio continuo, por tanto su dinámica puede ser descrita y analizada hidrodinámicamente.
3. **Flujo transitorio:** La transición entre los dos regímenes anteriores se presenta cuando las colisiones intermoleculares y con las paredes tienen frecuencias similares y por tanto, influyen de manera importante en las características del flujo ($0.5 > Kn > 0.01$).

En la Figura 3.2 se ilustran el régimen molecular y el continuo. Los regímenes antes presentados también pueden ser reconocidos en términos de la presión del sistema. De esta forma, las siguientes regiones son identificadas [46]:

1. **Bajo y mediano vacío:** El intervalo de presión atmosférica con estas características de manifiesta desde un poco menos de 760 Torr hasta 10^{-3} Torr. En el bajo y mediano vacío el flujo de gas en el sistema pasa de ser turbulento a viscoso, eso debido a que los gases que componen al aire se evacúan a diferentes velocidades, alterando la composición de los gases residuales en el sistema.
2. **Alto vacío:** El intervalo de presión se extiende desde 10^{-3} Torr hasta 10^{-9} Torr. La composición de los gases residuales presenta un alto contenido de vapor de agua. A estas presiones el flujo de gas pasa de ser viscoso a molecular.
3. **Ultra alto vacío:** El intervalo de presión va desde 10^{-9} Torr hasta 10^{-12} Torr. Las superficies internas del recipiente se mantienen limpias de gas. En este intervalo la componente dominante de los gases residuales es el hidrógeno. En este régimen el flujo de gas es puramente molecular.

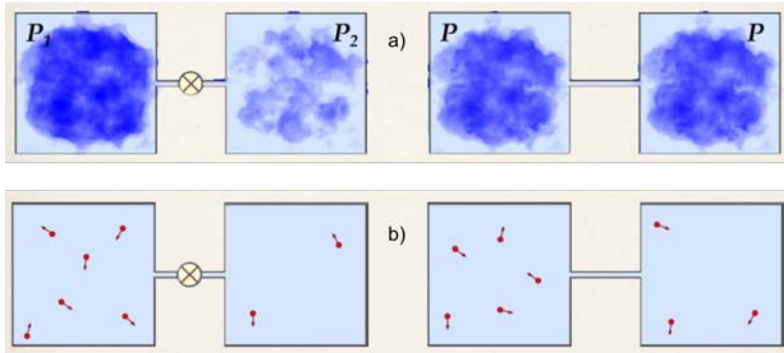


Figura 3.2: Dos recipientes aislados por una válvula se encuentran a diferentes presiones. Al abrir la válvula, las presiones en ambos recipientes: **a)** se igualan (flujo viscoso). El gas puede considerarse como un medio continuo y describirse hidrodinámicamente. **b)** no se igualan (flujo molecular). La dinámica del gas es regida por las colisiones con las paredes del sistema, las moléculas que componen al gas son dispersadas de manera difusa, por lo cual no se desplazan de la zona de mayor presión a la de menor presión como sucede en a).

Régimen molecular

En el laboratorio trabajaremos en el régimen del flujo molecular ya que en sistemas de ultra-alto vacío, como el número de moléculas dentro del sistema es tan bajo (la presión también), el camino libre medio será comparable y/o mayor que las dimensiones características de nuestros recipientes y tuberías.

En el flujo molecular, una de las hipótesis fundamentales en la derivación de las ecuaciones que lo rigen, es que las moléculas son dispersadas de la superficie siguiendo una distribución coseno, o también conocida como dispersión difusa o aleatoria [47]. Una molécula dispersada por la superficie tiene la misma probabilidad de emerger en cualquier dirección independientemente de la dirección de incidencia. La Figura 3.3 presenta la distribución angular de moléculas emergiendo de una apertura, así como de tubos de diferentes longitudes.

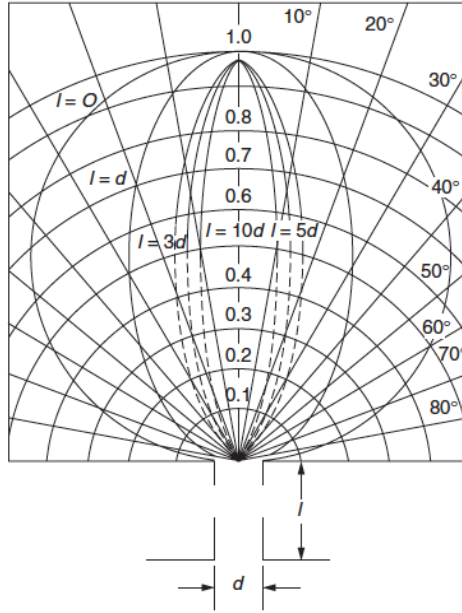


Figura 3.3: Distribución angular de moléculas emergiendo de una apertura de diámetro d , así como de tubos de diferentes longitudes l . La longitud de los vectores es proporcional al número de moléculas emergiendo en esa dirección. Es importante notar que mientras más largo es el tubo, mayor es el flujo emergente en esa dirección (imagen tomada de [46].)

Esta dispersión difusa juega un papel importante en la dinámica del gas, ya que las moléculas que componen al gas no se desplazan de la zona de mayor presión a la de menor presión como sucede en el flujo continuo, sino que lo hacen de manera aleatoria. Esto da lugar a que en el régimen molecular:

- El problema del diseño de un sistema de vacío puede ser reducido a encontrar la resistencia al flujo de gas (conductancia, la cual se discutirá más adelante) de los elementos involucrados en el sistema, ya que en este régimen, a diferencia de los otros dos, ésta no depende de la presión ni de las condiciones del flujo [47].
- El cálculo de las conductancias suele hacerse mediante métodos Monte Carlo para determinar las probabilidades de transmisión en diversas tuberías [51–53].

3.2.2. Velocidad de bombeo y conductancia de tuberías

El flujo de gas Q se define como la cantidad de gas que fluye por una tubería por unidad de tiempo a presión p [47],

$$Q = \frac{d(pV)}{dt} = p \frac{d(V)}{dt}, \quad (3.6)$$

mientras que la velocidad de bombeo S se define como el volumen de gas que una bomba extrae por unidad de tiempo a la presión existente p en la entrada de la bomba. De manera que si la tasa de flujo volumétrico es debido a una bomba, se tiene que [47],

$$Q = pS. \quad (3.7)$$

Ahora bien, en un sistema de vacío frecuentemente se cuenta con una instalación para la evacuación de la cámara donde se realizan los experimentos, es decir, la bomba de vacío no se encuentra conectada directamente a ésta, y el transporte de gas a través de esta instalación se ve afectado por la geometría y las dimensiones de las tuberías que la componen. La razón entre el flujo de gas Q y la diferencia de presión Δp entre los extremos de un conducto se denomina conductancia C ,

$$Q = C\Delta p. \quad (3.8)$$

En el régimen molecular la conductancia de una tubería depende únicamente de su geometría y no de la presión, lo cual simplifica bastante el cálculo de conductancias en este régimen. Sin embargo en el régimen viscoso, el cálculo de conductancias sí depende de la presión, de manera que éste cálculo puede ser bastante complicado [47].

En cualquiera de los dos regímenes, si se cuenta con un conjunto de conductancias en serie, la conductancia equivalente del sistema es,

$$\frac{1}{C_e} = \sum_i \frac{1}{C_i}, \quad (3.9)$$

mientras que si están en paralelo,

$$C_e = \sum_i C_i. \quad (3.10)$$

De esta forma es claro visualizar que la velocidad de bombeo de una bomba de vacío S vendrá dada por,

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_o} + \frac{1}{C}, \quad (3.11)$$

donde C es la conductancia total del sistema y S_o es la velocidad de bombeo que se tendría si la bomba estuviera conectada directamente al volumen que se desea evacuar, es decir, si no estuviera conectada ninguna conductancia.

Procedemos a presentar las ecuaciones que nos permiten efectuar el cálculo de las conductancias de tuberías en el régimen molecular. Cabe mencionar que en nuestro caso nos enfocaremos únicamente en tuberías de sección transversal circular, ya que las tuberías que se utilizarán en el laboratorio tendrán esta geometría.

A temperatura ambiente (20°C), la conductancia C de una tubería circular viene dada por,

$$C = 12.1 \frac{D^3}{L} \alpha, \quad (3.12)$$

donde D es el diámetro de la sección transversal de la tubería en cm, L es el largo en cm y α es un factor de corrección que depende del cociente $y = L/D$. Las unidades de la conductancia son [litros/s]. Los valores de α pueden ser calculados mediante la fórmula de Clausing [48],

$$\alpha = \frac{15y + 12y^2}{20 + 38y + 12y^2}. \quad (3.13)$$

Por su parte, Berman presenta otra forma en el cual es posible calcular la conductancia de diferentes tuberías a temperatura ambiente [49],

$$C = 11.6A\mathcal{P}, \quad (3.14)$$

donde A es el área de la apertura y \mathcal{P} es la probabilidad de transmisión. La probabilidad de transmisión se define como la probabilidad de que una molécula de gas entrando a un elemento del sistema de vacío por la apertura de la izquierda, llegue a la apertura de la derecha sin haber regresado por la apertura de la izquierda [49].

Por su parte, para un elemento de vacío con secciones transversales A_1 y A_2 en los extremos, la siguiente relación se cumple [49],

$$A_1 \mathcal{P}_{1-2} = A_2 \mathcal{P}_{2-1}, \quad (3.15)$$

donde \mathcal{P}_{1-2} indica la probabilidad de que una molécula entrando al elemento a través del área A_1 , salga de éste a través del área A_2 y viceversa.

Cuando dos elementos del sistema de vacío de diferente geometría se conectan sin ninguna discontinuidad en la frontera, se tiene que la fórmula para

determinar la probabilidad de transmisión neta del elemento es [49],

$$\mathcal{P}_{1-3} = \frac{\mathcal{P}_{1-2} \mathcal{P}_{2-3}}{(A_1/A_2)\mathcal{P}_{1-2} + \mathcal{P}_{2-3} - (A_1/A_2)\mathcal{P}_{1-2} \mathcal{P}_{2-3}}, \quad (3.16)$$

donde se tiene que,

$$\mathcal{P}_{3-1} = (A_1/A_3)\mathcal{P}_{1-3}, \quad (3.17)$$

y la conductancia es,

$$C = 11.6A_1\mathcal{P}_{1-3}. \quad (3.18)$$

En las Figuras 3.4 y 3.5 se presentan las probabilidades de transmisión para tuberías circulares, codos a 90° y conos truncados¹. Las probabilidades de transmisión, así como las ecuaciones utilizadas para construir las curvas de las figuras anteriores pueden ser consultadas en las referencias [53, 54].

Cabe recalcar que para tuberías circulares, el uso de la ec. (3.12) con α dado por la ec. (3.13) es equivalente al uso de la ec. (3.14). Por tal razón, en el siguiente capítulo las conductancias de tuberías circulares son calculadas mediante la ec. (3.12), mientras que las conductancias de codos y conos truncados son determinadas mediante la ec. (3.14) donde las probabilidades de transmisión se obtienen de la referencia [53].

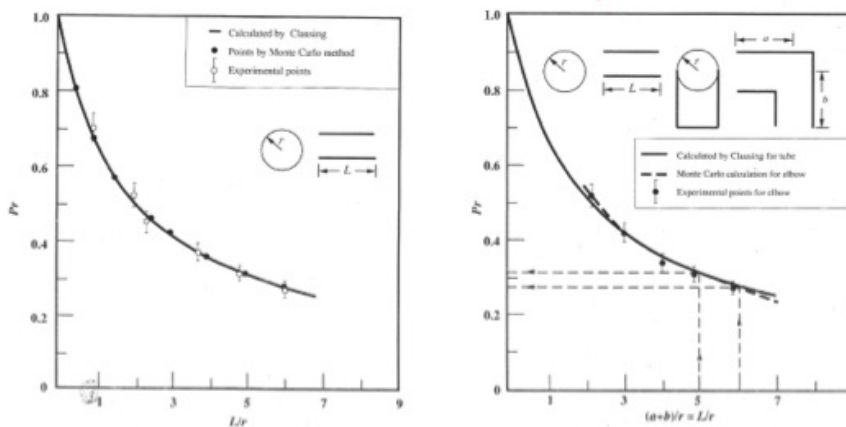


Figura 3.4: Probabilidades de transmisión para una tubería circular y para un codo a 90° (imagen tomada de [49].)

¹En las figuras identifican las probabilidades de transmisión de la forma \mathcal{P}_r , sin embargo, preferimos identificarlas únicamente como \mathcal{P} puesto que eso evita ambigüedades respecto al subíndice r .

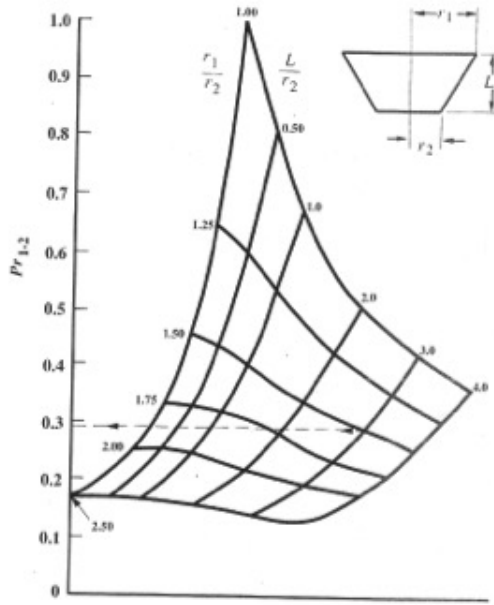


Figura 3.5: Probabilidades de transmisión para un cono truncado, donde \mathcal{P}_{1-2} hace referencia a pasar del extremo mayor al menor (imagen tomada de [49].)

3.3. Analogía sistema de vacío \longleftrightarrow circuitos eléctricos

Una de las herramientas principales en el diseño de nuestro sistema fue la analogía que existe entre las ecuaciones que describen los sistemas de ultra-alto vacío y aquellas que describen circuitos eléctricos. La ecuación,

$$Q = C\Delta p, \quad (3.19)$$

que relaciona el flujo de gas Q con la diferencia de presión entre los extremos de un conducto Δp mediante la conductancia C tiene la misma forma que la ley de Ohm,

$$I = G\Delta V, \quad (3.20)$$

donde I es la corriente que fluye a través de una resistencia que se encuentra a una diferencia de potencial ΔV y la conductancia eléctrica G es la constante de proporcionalidad que relaciona estas dos cantidades. Debido a esto y al hecho de que las ecs. (3.9) y (3.10) son idénticas a las utilizadas para sumar

conductancias eléctricas en serie y en paralelo, se puede efectuar la analogía que se presenta en la Tabla 3.2.

Eléctrico	Símbolo	Unidades	Vacío	Símbolo	Unidades
Voltaje	V	V	Presión	p	Torr
Corriente	I	A	Flujo de Gas	Q	Torr litro s^{-1}
Conductancia	G	Ω^{-1}	Conductancia	C	litro s^{-1}
Capacitancia	C	F	Volumen	V	litro

Tabla 3.2: Analogía entre variables involucradas en circuitos eléctricos y sistemas de vacío [47].

Esta biyección y el hecho de que todos los elementos incluidos en un sistema de vacío tienen su análogo eléctrico (los cuales se presentan en la Tabla 3.3), nos permitió modelar la respuesta de diferentes tuberías, bombas y cámaras que integran al sistema y determinar así sus requerimientos y características.

Como puede observarse, un sistema de vacío consiste únicamente de resistencias, capacitores, fuentes de voltaje y fuentes de corriente, de manera que un sistema de vacío consiste en un conjunto de circuitos RC acoplados. En general, a excepción de las fuentes de gas (como puede ser una fuga en el sistema) que se representan mediante fuentes de corriente, las fuentes de presión constante (como puede ser un horno efusivo) que se visualizan como fuentes de voltaje DC y las bombas de vacío que se simbolizan con resistencias conectadas a tierra; las otras componentes de un sistema de vacío son distintos casos límite de conductancias que aportan un volumen.

Toda pieza de vacío introduce una conductancia y un volumen, por lo tanto se representa como dos resistencias en serie con un condensador en paralelo, tal que la suma de las resistencias en serie sea la resistencia introducida por la pieza. En el caso de una cámara, como puede ser la cámara de ciencia, es un elemento de vacío que introduce un volumen y se representa únicamente con un condensador pues es el caso límite en que la conductancia de esta pieza es lo suficientemente grande para que su inverso $1/C$ pueda ser despreciado. Por su parte, en el caso de una apertura, orificio o tubería con un volumen muy pequeño, es una pieza de vacío que introduce una conductancia y se representa mediante una resistencia únicamente pues es el caso límite en que el volumen que aporta la pieza es lo suficientemente pequeño que puede ser descartado.

Es necesario tomar precauciones al usar esta analogía debido a dos razones: existen muchos programas que permiten simular circuitos eléctricos, sin

embargo, no todos ellos trabajan diferencias de potencial tan abruptas como las que necesitamos considerar ($V/V_o \approx 10^{-7}$) y por tanto quizás no sean capaces de simular correctamente las caídas de presión en nuestro sistema. Asimismo, los valores de las capacitancias generalmente no son mayores a los mF, de modo que el software puede no simular correctamente elementos de varios Faradios (equivalentes a grandes volúmenes).

Una forma de solucionar este problema es considerar el estado estacionario del sistema y resolver el problema de manera analítica, lo cual asegura que no se introduce ningún error numérico en la solución y permite obtener expresiones exactas para la distribución de presiones en el sistema. Sin embargo, esta técnica tiene una desventaja: no nos permite determinar el tiempo de vaciado del sistema, lo cual no es grave (pues las bombas de vacío que se utilizarán en el experimento evacuan un sistema de vacío en el lapso de algunas horas) y por lo tanto éste será el enfoque que llevaremos a cabo al diseñar el sistema de ultra-alto vacío como se discutirá en el siguiente capítulo.


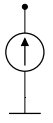
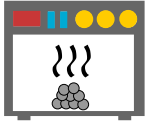

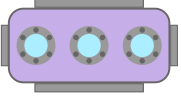




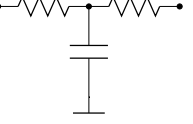


Elemento de vacío	Imagen	Circuito equivalente
Fuente de gas (fuga en el sistema)		
Fuente de presión constante (horno efusivo)		
Volumen (cámara de ciencia)		
Conductancia con volumen despreciable (apertura)		
Conductancia con volumen (tubería)		
Bomba de vacío		

Tabla 3.3: Analogía entre elementos de vacío y componentes eléctricas [47].

Capítulo 4

Diseño del sistema de vacío

The story is not in the words; it's in the struggle.

The New York Trilogy. Paul Auster

En este capítulo se describe el sistema de ultra-alto vacío que se utilizará en el Laboratorio de Materia Ultrafría del IFUNAM. El capítulo está estructurado de la siguiente manera: Primero se presentan las condiciones y requerimientos del sistema de ultra-alto vacío, así como un esquema general indicando las diversas secciones que lo componen. Después se van discutiendo las diferentes etapas que componen al sistema, donde se incluyen los cálculos pertinentes a cada pieza de vacío correspondientes a cada sector. Luego se determina la distribución de presiones en el sistema y finalmente se presentan otras piezas que fueron diseñadas, como son la celda de espectroscopia y la estructura de soporte para el sistema de vacío.

4.1. Condiciones y requerimientos del sistema

En experimentos con gases cuánticos se requiere de un sistema de ultra-alto vacío. Esto se debe al hecho de que para obtener estos gases se requiere enfriar a los átomos a temperaturas por debajo de los μK . Puesto que los métodos de enfriamiento son altamente selectivos y se desea trabajar con una o dos especies atómicas únicamente, los sistemas de vacío deben proporcionar un ambiente libre de contaminantes y un correcto aislamiento del sistema de estudio de los alrededores. El sistema de vacío debe asegurar una presión del

orden de 10^{-11} Torr en la cámara de ciencia para un óptimo desempeño en la generación de gases cuánticos.

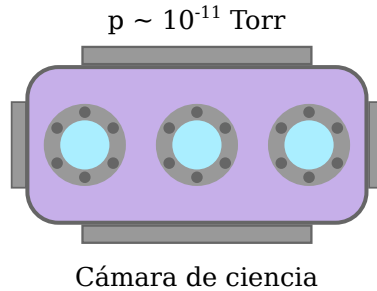


Figura 4.1: Esquema de la cámara de ciencia donde se indica que la presión dentro debe ser del orden de $p \sim 10^{-11}$ Torr para asegurar un correcto desempeño. Esta presión se logra utilizando bombas iónicas tipo getter, las cuales se discuten más adelante. Los círculos en azul son ventanas que permiten la observación de la muestra dentro de la cámara.

Por su parte, para producir un gas cuántico primero se debe producir un vapor de átomos para después enfriarlo a temperaturas cercanas al cero absoluto. En nuestro caso se utiliza un horno efusivo, el cual utiliza el Litio en bulto como fuente atómica. El valor de la presión de vapor en el punto de operación de la fuente atómica a $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ es de $p_{V_{sol}} = 5.32 \times 10^{-5}$ Torr y $p_{V_{liq}} = 9.16 \times 10^{-5}$ Torr (véase la sección 2.1).

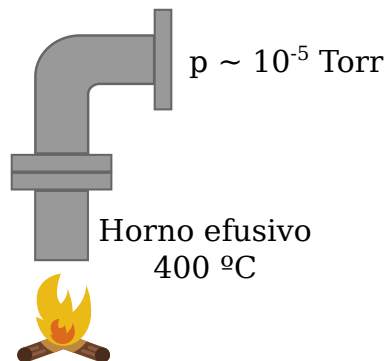


Figura 4.2: Esquema del horno efusivo donde se indica que la presión de vapor de Litio a 400°C es del orden de $p \sim 10^{-5}$ Torr para asegurar un buen flujo de átomos al experimento.

De esta forma parece que existe una incompatibilidad entre el requerimiento de vacío en la cámara de ciencia y la condición impuesta por la presión de vapor del Litio. Estas dos condiciones se concilian mediante una etapa de bombeo diferencial, la cual consiste de un zona en el sistema de vacío donde el diámetro de los tubos se reduce considerablemente. Esto permite que el haz de átomos colimado proveniente del horno efusivo llegue a la cámara de ciencia, mas no el resto del vapor de átomos, generando caídas de presión en el sistema de vacío del orden de $p_B/p_A \sim 10^{-3}$ donde p_B hace referencia a la zona de presión baja y p_A a la zona de presión alta. Esta etapa de bombeo diferencial en conjunto con las bombas de vacío permiten obtener la presión deseada en la cámara principal.

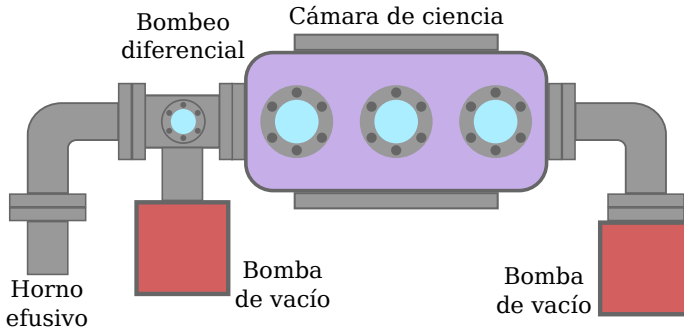


Figura 4.3: Esquema del horno efusivo conectado a la cámara de ciencia mediante una etapa de bombeo diferencial. El bombeo diferencial permite generar caídas de presión de tres órdenes de magnitud, lo cual aunado al uso de bombas de vacío permite obtener la presión requerida en la cámara de ciencia.

Por seguridad, la etapa de bombeo diferencial no se conecta directamente a la cámara de ciencia, sino por medio de otras tuberías que cuentan con válvulas. Esto permite no solamente efectuar un fase de bombeo mecánico utilizando una bomba turbomolecular (la cual será discutida más adelante), sino también desvincular la zona de presión alta de la zona de presión baja.

Finalmente, hay un último detalle que debe considerarse. En experimentos con átomos ultrafríos se utilizan potenciales ópticos y/o magnéticos para capturar a los átomos y posteriormente enfriarlos y generar las muestras cuánticas [55]. Típicamente estos potenciales tienen velocidades de captura del orden de $\sim 10^1$ m/s, sin embargo, la velocidad promedio de los átomos de Li a 400°C es de 10^2 m/s, por cual una fase desaceleración es necesaria. En el experimento se utilizará un desacelerador tipo Zeeman [56] que está basado

en la desaceleración del haz atómico proveniente del horno por medio de la técnica de enfriamiento láser. Por este motivo, después de la fase de bombeo diferencial se agrega una tubería de 56 cm de largo y 16.35 mm de diámetro, en donde esta fase de desaceleración ocurre. En la tesis de licenciatura de Ernesto Carro, *Diseño y proyección de trampas magnéticas y ópticas para experimentos con gases ultrafríos de Litio*, se presentan los cálculos involucrados en la determinación de todas estas cantidades concernientes al desacelerador [42].

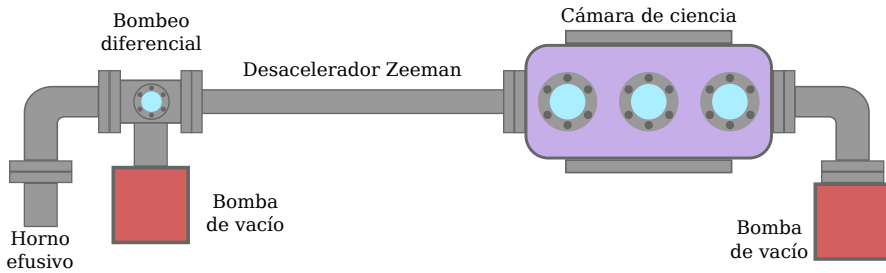


Figura 4.4: Esquema del horno efusivo conectado a la cámara de ciencia mediante una etapa de bombeo diferencial donde se indica la presencia del desacelerador tipo Zeeman.

4.2. Descripción del sistema de vacío

Con las condiciones antes mencionadas, se diseñó el sistema de ultra-alto vacío, el cual se ilustra en las Figuras 4.5 y 4.6, donde se indican las diferentes etapas que componen al sistema. El equivalente eléctrico del sistema de vacío que se utilizará en el experimento, despreciando fuentes de gas —como podrían ser las fugas—, se presenta en la Figura 4.7 y el circuito para el estudio del estado estacionario se presenta en la Figura 4.8¹.

El problema de la determinación de presiones se reduce únicamente a estudiar el estado estacionario del sistema, ya que analizando el circuito eléctrico de la Figura 4.7 mediante leyes de Kirchoff, se encuentra que el comportamiento de los condensadores conectados en esa configuración, es decir, conectados a tierra, no provocan ninguna caída de potencial (presión) y por tanto pueden ser descartados en el análisis estacionario. De esta forma, el modelo del sis-

¹En los circuitos eléctricos las resistencias se etiquetan con la letra R , sin embargo debido a la naturaleza del sistema de vacío que estamos mapeando, usamos la letra C que hace referencia a la conductancia.

tema de vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría no será capaz de predecir los tiempos de vaciado del sistema², pero sí la distribución final de presiones.

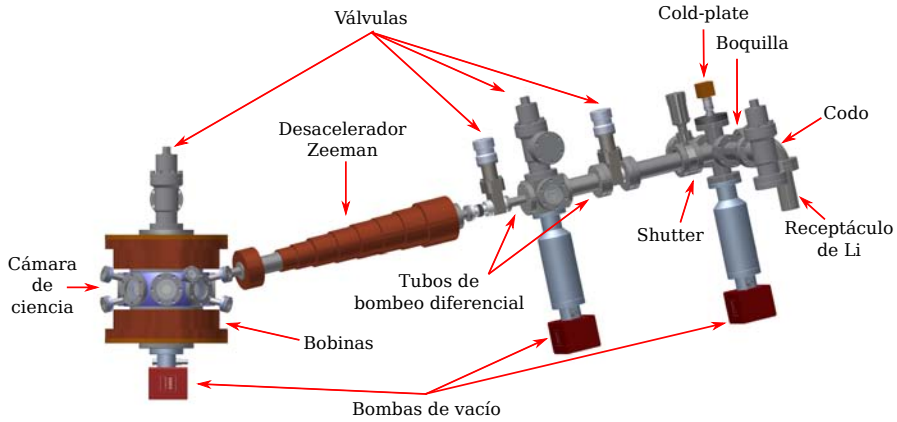


Figura 4.5: Esquema del sistema de ultra-alto vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría.

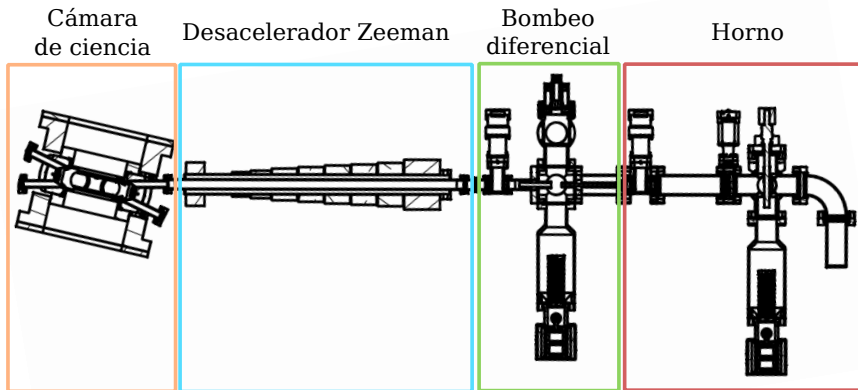


Figura 4.6: Corte transversal del sistema de vacío. En esta figura se indican las diferentes etapas que componen al sistema de vacío: el horno, el bombeo diferencial, el desacelerador Zeeman y la cámara de ciencia.

²Recordemos que las bombas de vacío que se utilizarán en el experimento evacúan un sistema de vacío en el lapso de algunas horas, razón por la cual no debe preocuparnos que el modelo no sea capaz de determinar el tiempo de vaciado.

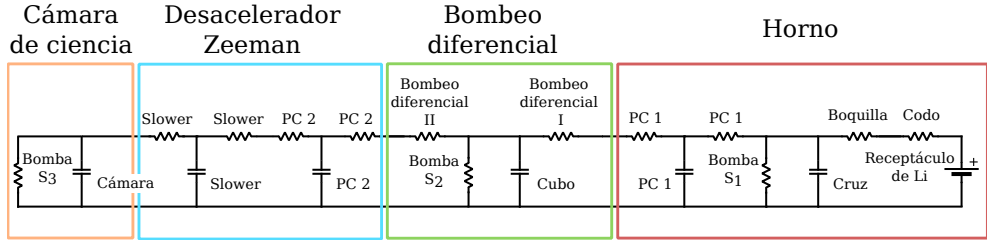


Figura 4.7: Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría, donde no se toman en cuenta las posible fugas que pueda tener nuestro sistema. Las piezas indicadas con PC son las piezas de conexión.

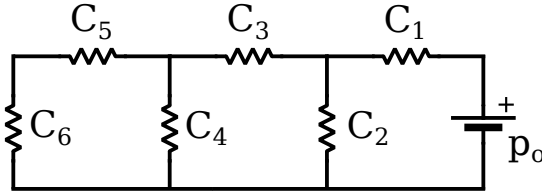


Figura 4.8: Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría en el estado estacionario. No se toman en cuenta las posible fugas que pueda tener nuestro sistema. Las conductancias que conectan los puntos donde nos interesa calcular la presión son ya las conductancias equivalentes (4.1).

$$C_1 = \frac{C_{Codo} C_{Boquilla}}{C_{Codo} + C_{Boquilla}}, \quad (4.1a)$$

$$C_3 = \frac{C_{PC} C_{BD1}}{C_{PC} + C_{BD1}}, \quad (4.1b)$$

$$C_5 = \frac{C_{PC} C_{BD2} C_{Desacelerador}}{C_{PC} C_{BD2} + C_{PC} C_{Desacelerador} + C_{Desacelerador} C_{BD2}}, \quad (4.1c)$$

donde los subíndices hacen referencia a las conductancias de los elementos de vacío. El subíndice PC hace referencia a las piezas de conexión, mientras que $BD1$ y $BD2$ hacen referencia a las piezas de bombeo diferencial I y II, respectivamente.

Antes de proceder a describir las diferentes secciones que componen al sistema de vacío, es importante indicar otro tipo de consideración que debe tomarse en cuenta al trabajar con ultra-alto vacío: los materiales que componen a las piezas de vacío. En el Capítulo 2, la presión de vapor de Litio se introdujo puesto que es el principal parámetro ajustable para controlar el flujo de átomos de la fuente atómica; sin embargo, en los sistemas de vacío también deben considerarse las presiones de vapor de los elementos y aleaciones que se utilizan en las tuberías y los sellos, ya que estas presiones de vapor serán una limitante en la presión final que podrá ser alcanzada en la cámara de ciencia.

En particular, en el caso de ultra-alto vacío se requiere que las tuberías sean de acero inoxidable 304 y los sellos sean de Cobre o Níquel [46]. La razón por la cual se elige construir las tuberías de acero inoxidable 304³ es porque además de ser fuerte y resistente a la corrosión, sus propiedades de desgasificación⁴ son mínimas y es no magnético. Por su parte, los sellos suelen ser de Cobre ya que cuentan con una alta conductividad térmica y eléctrica lo que permite mantenerlas calientes para evitar la deposición de materiales en éstas y además permiten efectuar un buen sellado entre las bridas de las piezas de vacío. También se utilizan sellos de Níquel ya que estos son más resistentes a la corrosión que los de Cobre, lo que los hace ideales para conectar piezas de vacío que estén expuestas a regiones donde existe una mayor probabilidad de tener reacciones química, por ejemplo, en el horno efusivo [46, 58]. Una característica común a estos materiales es que cuentan con presiones de vapor pequeñas (véase la Tabla 4.1), lo que asegura una mínima desgasificación en sus superficies, razón por la cual se utilizan en sistemas de ultra-alto vacío.

A continuación se describe brevemente el sistema de vacío. Se presentan las consideraciones físicas y técnicas en el diseño de cada etapa, así como los cálculos involucrados en la determinación de las conductancias de los elementos que componen cada sección del sistema. Todos los cálculos están en unidades de centímetros, litros y segundos. Los planos de las piezas diseñadas, así como una lista de las piezas de vacío, ventanas y válvulas con las que cuenta el laboratorio se encuentran en los Apéndices A y B respectivamente.

³El acero inoxidable 304 está compuesto de Fe en 74%, Cr en 18% y Ni en 8% [57].

⁴El proceso de desgasificación, también conocido como fuga virtual, se da debido a que en la superficie interna de las componentes de vacío se pueden adsorber moléculas de gas, generalmente vapor de agua, las cuales se liberan de manera continua y aportan una presión parcial que limita la presión final del sistema [46].

Temperatura [K]	Cu	Ni	Fe	Cr
373.15 (100°C)	3.62×10^{-38}	4.11×10^{-50}	2.97×10^{-49}	1.03×10^{-43}
473.15 (200°C)	3.44×10^{-28}	2.13×10^{-37}	4.06×10^{-36}	1.45×10^{-32}
573.15 (300°C)	1.05×10^{-21}	3.91×10^{-29}	7.75×10^{-28}	2.63×10^{-25}
673.15 (400°C)	3.71×10^{-17}	2.46×10^{-23}	3.95×10^{-22}	3.33×10^{-20}

Tabla 4.1: Presión de vapor del Cu, Ni, Fe y Cr en Torr a diferentes temperaturas [59]. Las presiones de vapor son bastante pequeñas, razón por la cual son utilizados en sistemas de ultra-alto vacío.

4.2.1. El horno

Esta etapa consiste del receptáculo donde se coloca la muestra de Litio, una boquilla, la cruz donde se encuentra la “cold plate”, un “shutter”, una pieza de conexión, una válvula y una bomba de vacío. A continuación discutiremos todos estos elementos a excepción de la bomba de vacío, lo cual se hace en la sección 4.3.

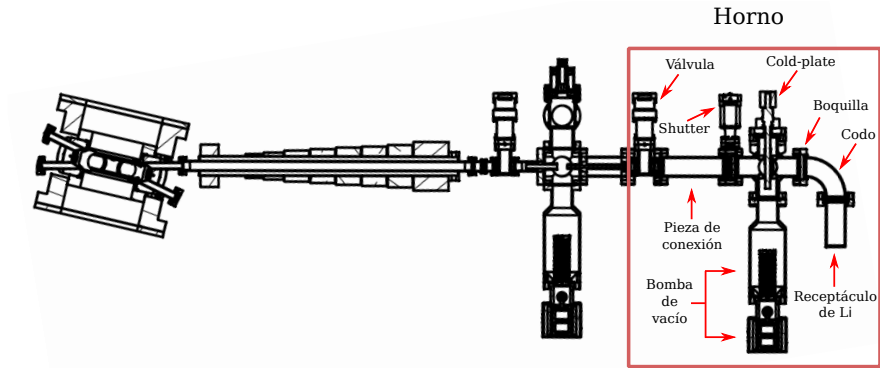


Figura 4.9: Corte transversal del sistema de vacío donde se indican las partes que componen la etapa del horno. En esta sección también se encuentra una bomba de vacío, pero esa se discute más adelante en la sección 4.3.

Receptáculo de Litio

Esta pieza es bastante sencilla, sirve para depositar las especies atómicas de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, la cual se presenta en la Figura 4.10. En un principio se había considerado utilizar dos hornos, uno para cada isótopo y utilizar una cámara de mezclado de gases para obtener un gas de ambas especies cuando fuera necesario [35]. No obstante, en nuestro caso se optó por utilizar únicamente un horno con ambos isótopos ya que ambos tienen la misma presión de vapor y es posible seleccionar uno de los isótopos para el experimento mediante los láseres, sintonizándolos con las transiciones de enfriamiento y rebombeo deseadas (véase la Figura 2.4). Aunque esta configuración provoca el desperdicio de la muestra, hemos optado por realizarla de esta manera por su simplicidad.



Figura 4.10: Receptáculo de Litio.

Este receptáculo es calentado a 400°C mediante bandas calentadoras (resistencias a las que se les hace pasar una corriente para calentarlas mediante efecto Joule), las cuales se conectan a un circuito de retroalimentación para mantener la temperatura del horno constante. Al calentar este receptáculo se produce un vapor de átomos el cual es dirigido por un codo hacia una boquilla, cuya posición se puede ajustar, lo que permite obtener un haz de átomos de Litio correctamente alineado con el resto del sistema de vacío. Posteriormente este haz arriba al volumen de la cruz donde se encuentra la “cold plate” la cual es una placa de acero inoxidable con una apertura en su centro, la cual se enfría por fuera mediante una celda Peltier. La “cold plate” funciona como un selector de velocidades, ya que detiene a los átomos “más calientes” cuya velocidad no es óptima para el proceso de desaceleración en el desacelerador Zeeman.

A la misma altura donde se encuentra la “cold plate” se encuentra conectada una bomba iónica tipo getter NEX Torr D 200-5 (véase el apéndice B) y dos piezas de vacío, una de las cuales está cerrada y la otra cuenta con una válvula. Estas piezas servirán para soportar el sistema de vacío y la válvula para conectar una bomba turbomolecular y realizar la primera etapa de vaciado de esta parte del sistema. Después de esto, se encuentra un “shutter”, que consiste en una pieza móvil en el interior del sistema de vacío que permite interrumpir el haz atómico que viaja hacia el desacelerador Zeeman y la cámara principal (véase el apéndice B). De este modo, el haz de átomos que se encuentra a una temperatura de cientos de Kelvin puede bloquearse por completo cuando se requiera.

Finalmente una pieza de vacío conecta con una válvula mecánica la cual permite sellar el horno del experimento, separándolo del resto del sistema de vacío. De esta forma, cuando el experimento se encuentra apagado, se cierra la válvula, lo cual evita el esparcimiento de átomos de Litio en el resto del sistema de vacío, evitando aumentos indeseados de presión. Asimismo, esta válvula permite dar mantenimiento al horno sin necesidad de abrir el resto del sistema de vacío.

Codo

Las dimensiones del codo son $A = 6.25$ cm y $D = 3.48$ cm (el diámetro externo es de 3.81 cm, sin embargo, es el diámetro interno el que nos interesa realmente), entonces $L = 12.50$ cm y $L/r = 7.18$, así, su probabilidad de transmisión es, $\mathcal{P} = 0.24$ (véase la Figura 3.4 y la referencia [53]). De esta forma utilizando la ecuación (3.14), tenemos que $C_{codo} = 26.48$ L/s.

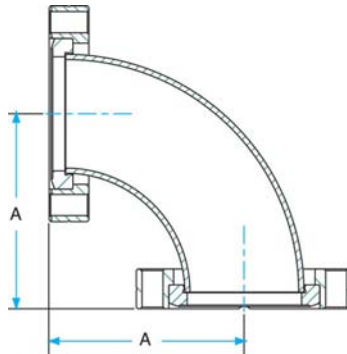


Figura 4.11: Codo del sistema de vacío [58].

Boquilla

Se diseñó la boquilla que se presenta en la Figura 4.12. Esta pieza se utiliza para conectar el receptáculo de Litio por medio del codo con el resto del sistema de vacío, lo cual permite una mejor alineación y colimación del haz de átomos que se dirige al experimento. La geometría de la boquilla puede ser apreciada en la Figura 4.13 donde se presenta un corte transversal de ésta. La conductancia de esta pieza se encuentra mediante las ecuaciones (3.16), (3.17) y (3.18) y las probabilidades de transmisión se obtienen de la referencia [53] (véase la Figura 3.5).

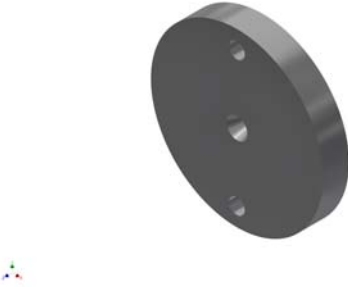


Figura 4.12: Boquilla utilizada en el experimento.

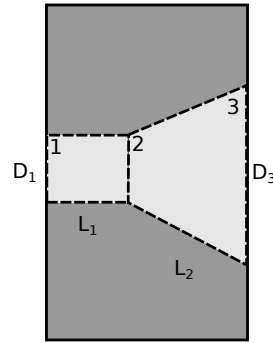


Figura 4.13: Diagrama de una boquilla involucrada en el sistema.

- $D_1 = 0.20$ cm es el diámetro de la apertura 1.
- $D_3 = 0.40$ cm es el diámetro de la apertura 3.
- $L_1 = L_2 = 0.25$ cm es la longitud del área 1 a la 2 y de la 2 a la 3.

1-2) $L = 0.25$ cm, $r = 0.10$ cm, entonces $L/r = 2.5$ y por tanto $\mathcal{P}_{1-2} = 0.45$.

3-2) $L = 0.25$ cm, $r_c = 0.10$ cm, $r_g = 0.20$ cm, entonces $L/r_c = 2.50$ y $r_g/r_c = 2$ y por tanto $\mathcal{P}_{3-2} = 0.20$. Haciendo uso de (3.15), $\mathcal{P}_{2-3} = 0.80$.

Por la ecuación (3.16) para la boquilla $\mathcal{P}_{1-3} = 0.40$ y de esta forma como $C = 11.6A_1\mathcal{P}_{1-3}$, entonces, la conductancia es: $C_{boquilla} = 0.146$ L/s.

Cruz

Aunque esta pieza no es necesaria para evaluar las caídas de presión en el sistema, por completez se calcula el volumen que ésta aporta. Queremos el volumen de una cruz de 6 lados, véase la Figura 4.14, donde $A = 6.25$ cm y $D = 3.48$ cm.

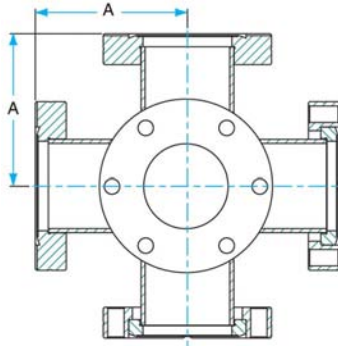


Figura 4.14: Cruz del sistema de vacío (imagen tomada de [58]).

Como el volumen de la intersección de dos cilindros que se intersectan a 90° es,

$$V_{int} = \frac{16}{3}R^3,$$

entonces el volumen de la cruz viene dado por,

$$V_{cruz} = 3V_{cil} - 2V_{int}.$$

De esta forma, el volumen que aporta es $V_{Cruz} = 0.300$ L.

Pieza de Conexión

Se cuenta con dos piezas de estas en el sistema, una es rígida y la otra flexible, pero las aproximamos de la misma manera. La primera se encuentra en esta etapa del sistema de vacío y la segunda en la etapa del desacelerador Zeeman, sin embargo presentamos aquí los cálculos correspondientes a ambas piezas. Las dimensiones de estas piezas son: $D = 3.48$ cm y $L = 12.50$ cm. De esta forma, utilizando la ecuación (3.12) se encuentra que: $C_{pc} = 27.349$ L/s y $V_{pc} = 0.120$ L.

En la Tabla 4.2 se presentan las conductancias y volúmenes de los elementos que componen a la etapa del horno del sistema de vacío.

Pieza	Conductancia [litros/s]	Volumen [litros]
Codo	26.480	–
Boquilla	0.146	–
Cruz	–	0.300
Pieza de conexión	27.349	0.120

Tabla 4.2: Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del horno del sistema de vacío.

4.2.2. El bombeo diferencial

Después de la válvula mecánica se encuentra el bombeo diferencial, el cual se compone de dos tubos delgados de diferentes dimensiones (Figuras 4.16 y 4.17), los que permiten la mayor caída de presión en el sistema, permitiendo tener una presión en la cámara principal del orden de 10^{-12} Torr.

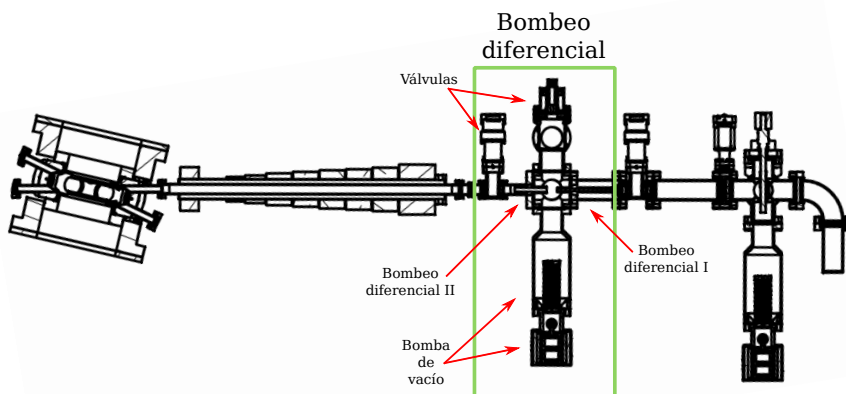


Figura 4.15: Corte transversal del sistema de vacío donde se indican las partes que componen la etapa del bombeo diferencial. En esta sección también se encuentra una bomba de vacío, pero esa se discute más adelante en la sección 4.3.



Figura 4.16: Bombeo diferencial I.



Figura 4.17: Bombeo diferencial II.

Los tubos se encuentran separados entre sí por una distancia 2.54 cm como se ilustra en la Figura 4.18, lo cual permite operar una segunda bomba iónica tipo getter entre ellos y contar con una válvula para conectar una bomba turbomolecular y realizar la primera etapa de vaciado de esta parte del sistema. Posteriormente se cuenta con una válvula manual para aislar esta etapa del sistema de la etapa del desacelerador Zeeman.



Figura 4.18: Esquema de la etapa de bombeo diferencial que consiste de dos tubos delgados separados por 2.54 cm. Los tubos se encuentran dentro de un cubo, el cual está conectado a una bomba iónica tipo getter y a una válvula. El haz de átomos viaja de izquierda a derecha.

Las conductancias de los tubos de bombeo diferencial deben ser muy pequeñas, de manera que exista una diferencia de presión considerable entre el horno y la cámara principal. El objetivo de esta etapa no sólo es generar una gran caída de presión en el sistema, sino prevenir, gracias a las pequeñas conductancias de los tubos, que la presión se equilibre dentro del sistema. Como un último comentario, el hecho de que el bombeo diferencial se realice con un par de tubos, permite que el haz atómico colimado proveniente del horno sí llegue a la cámara de ciencia, asegurando un correcto flujo de átomos al experimento.

Bombeo diferencial I

Las dimensiones son $D = 0.46$ cm y $L = 12.00$ cm. Así $C_{BD1} = 0.092$ L/s.

Cubo

Este cubo (Figura 4.19) se conectan los tubos de bombeo diferencial, así como una bomba iónica tipo getter y una válvula. Sus dimensiones son $A = 3.51$ cm, por tanto $V_{Cubo} = 0.346$ L.

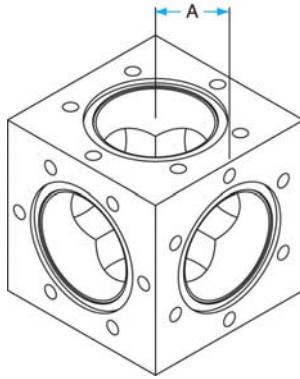


Figura 4.19: Cubo del sistema de vacío (imagen tomada de [58]).

Bombeo diferencial II

Las dimensiones del tubo son $D = 0.77$ cm y $L = 6.00$ cm. Así $C_{BD2} = 0.745$ L/s.

En la Tabla 4.3 se presentan las conductancias y volúmenes de los elementos que componen a la etapa del bombeo diferencial del sistema de vacío.

Pieza	Conductancia [litros/s]	Volumen [litros]
Bombeo diferencial I	0.092	–
Cubo	–	0.346
Bombeo diferencial II	0.745	–

Tabla 4.3: Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del bombeo diferencial del sistema de vacío.

4.2.3. El desacelerador Zeeman

La primera etapa de enfriamiento comienza cuando los átomos entran al desacelerador Zeeman. El desacelerador es un tubo envuelto en bobinas que crean un campo magnético inhomogéneo (véanse las Figuras 4.21, 4.22 y 4.23) que permite realizar la técnica de enfriamiento láser y reducir la velocidad de los átomos a 50 m/s, la cual es la velocidad de captura de la trampa magneto-óptica del Laboratorio de Materia Ultrafría [42].

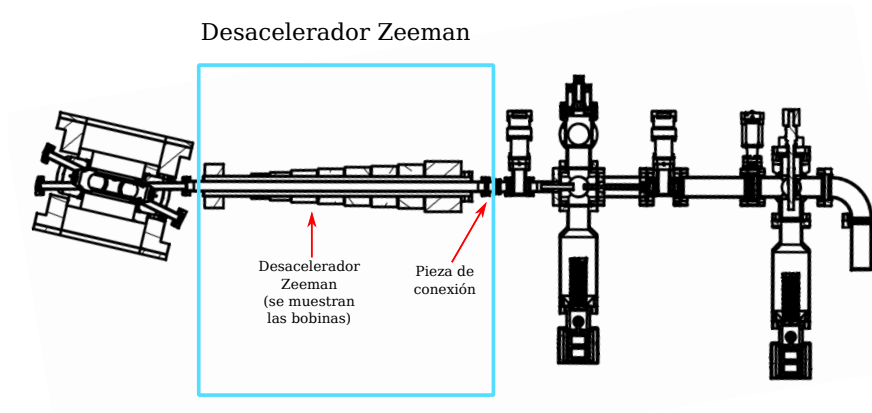


Figura 4.20: Corte transversal del sistema de vacío donde se indican las partes que componen la etapa del desacelerador Zeeman.



Figura 4.21: Desacelerador Zeeman.

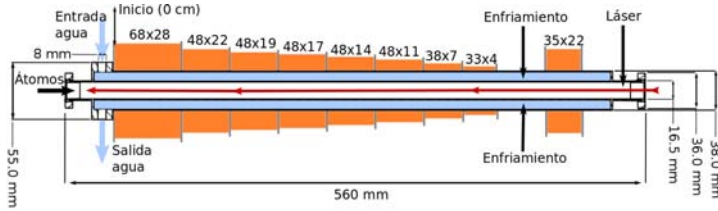


Figura 4.22: Sistema de bobinas montadas sobre el desacelerador Zeeman (imagen tomada de [42]).

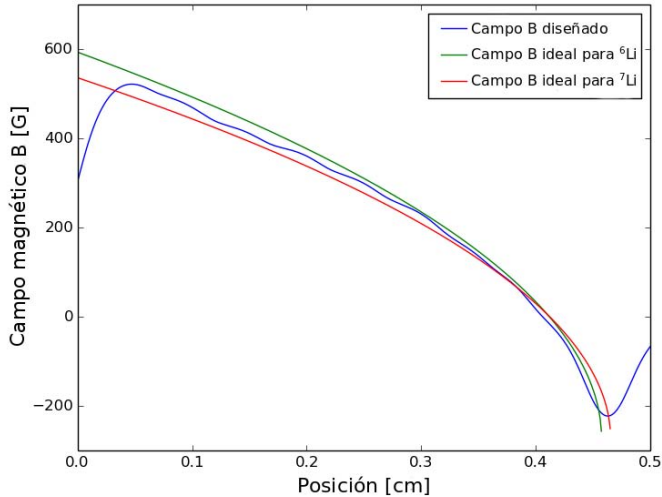


Figura 4.23: Comparación entre los campos magnéticos ideales para ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ con el simulado por E. Carro para el desacelerador Zeeman (imagen tomada de [42]).

Esta pieza cuenta con dos cavidades. La cavidad interior es por donde viaja el haz de átomos y el láser en dirección contrapropagantes, mientras que en la exterior se hace circular agua para enfriar las bobinas enrolladas. Las dimensiones del desacelerador Zeeman son $D = 1.635$ cm y $L = 56$ cm, de manera que $C_{slower} = 0.895$ L/s y $V_{slower} = 0.120$ L. El desacelerador no sólo funciona para realizar la primera etapa de enfriamiento, su baja conductancia permite una caída de presión razonable y ayuda que la caída de presión proporcionada por el bombeo diferencial se mantenga en la cámara principal.

En la Tabla 4.4 se presentan las conductancias y volúmenes de los elementos que componen a la etapa del desacelerador Zeeman del sistema de vacío.

Pieza	Conductancia [litros/s]	Volumen [litros]
Pieza de conexión	27.349	0.120
Desacelerador Zeeman	0.895	0.120

Tabla 4.4: Conductancias y volúmenes involucrados en la etapa del desacelerador Zeeman del sistema de vacío.

4.2.4. La cámara de ciencia y el acceso óptico

Consiste de la cámara principal, así como de una pieza, en forma de cruz, a la cual se conecta una bomba iónica tipo getter y una válvula para conectar una bomba turbomolecular y realizar la primera etapa de vaciado de esta parte del sistema. Asimismo la cruz permite conservar el acceso óptico por medio de esa ventana.

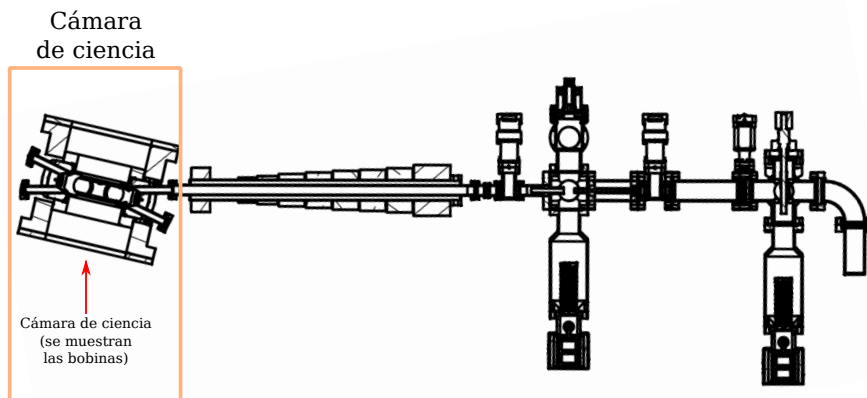


Figura 4.24: Corte transversal del sistema de vacío donde se indican las partes que componen la etapa de la cámara de ciencia. El corte no muestra la cruz donde se encuentra conectada la bomba de vacío para no saturar la imagen. Estas piezas se pueden apreciar con más claridad en la sección 4.5 donde se presenta el sistema de vacío en su totalidad.

A continuación indicamos el volumen de cada una de las piezas que componen a esta sección del sistema de vacío:

- *Cruz:* $V_C = 2.965$ L.
- *Cámara:* $V_M = 1.237$ L.
- *Volumen total:* $V_{M+C} = 4.202$ L.

Es en la cámara principal donde se realizan los experimentos. Aquí se encuentran las bobinas de MOT y las bobinas de Feshbach (véanse las Figuras 4.25 y 4.26). Asimismo aquí se producen las melazas ópticas y los potenciales ópticos. Para más información sobre estos últimos, la información se encuentra en la referencia [42].

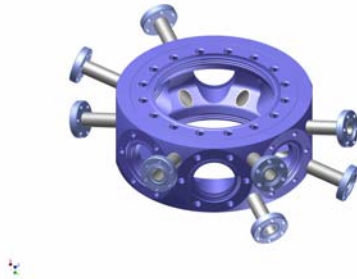


Figura 4.25: Cámara principal.

Desde el punto de vista de las técnicas de ultra-alto vacío, esta es la cámara que nos interesa evacuar y tener una presión del orden de 10^{-11} Torr. Sin embargo, no sólo nos interesa eso, también queremos asegurar el mayor acceso óptico posible al experimento, pues recordemos que el enfriamiento, manipulación y diagnóstico de la muestra se realiza en gran parte por medio de haces de luz láser. La cámara principal (véase la Figura 4.25) fue diseñada de manera que el acceso óptico sea el mayor posible y fue construida por KIMBALL PHYSICS. Esta cuenta con 10 ventanas CF40 (de diámetro exterior de 2.75 pulgadas) que se encuentran en el plano central y otras 10 ventanas CF16 (de diámetro exterior de 1.3 pulgadas), dispuestas en brazos inclinados a 13° respecto al plano horizontal de la cámara y 2 ventanas CF100 (de diámetro exterior de 6 pulgadas) dispuestas en la parte superior e inferior de la cámara.

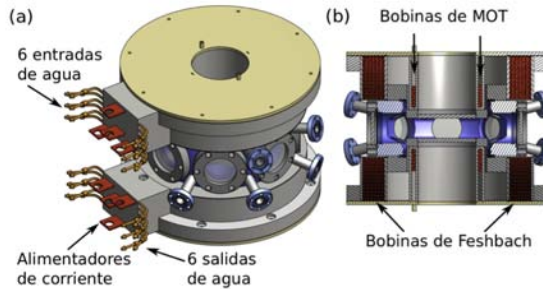


Figura 4.26: Cámara principal con las bobinas de Feshbach y MOT montadas. En (a) se presenta la cámara con las bobinas y en (b) se presenta un corte transversal (imagen tomada de [42]).

Puesto que las diversas ventanas serán utilizadas para diversos propósitos como los antes mencionados y otros como la obtención de imágenes de alta resolución, optamos por colocar el desacelerador Zeeman en uno de los brazos que cuentan con conexiones CF16. Esto hace que el sistema de vacío se encuentre inclinado un ángulo de 13° respecto al plano horizontal de la cámara de ciencia como se ilustra en la Figura 4.27.

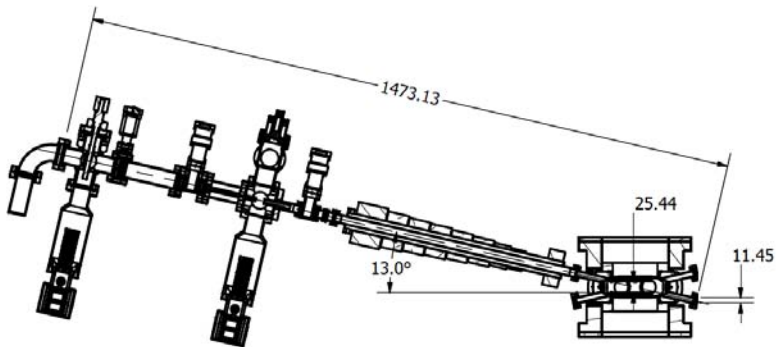


Figura 4.27: Corte transversal del sistema de vacío. El sistema se encuentra formando un ángulo de 13° respecto al plano horizontal de la cámara principal. Todas las unidades están dadas en mm.

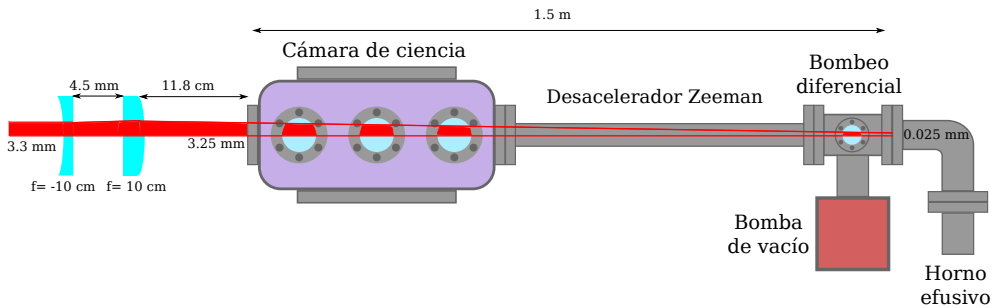


Figura 4.28: Sistema óptico para la colimación del haz de enfriamiento del desacelerador Zeeman. Consiste de una lente divergente y otra convergente. La cintura del haz de entrada es de 3.3 mm y 11.8 cm después de la segunda lente es de 3.25 mm, lo cual permite que éste viaje a través de la cámara principal sin sufrir daño alguno y finalmente, 1.5 m después el haz tiene una cintura de $25 \mu\text{m}$.

Colocar el sistema de vacío a este ángulo proporciona la oportunidad de liberar una de las ventanas CF40 en lugar de utilizarla como conexión, brindando acceso óptico considerable al experimento. Sin embargo, esto supone dos dificultades:

1. El haz láser utilizado para el enfriamiento en el desacelerador Zeeman deberá entrar por la ventana opuesta y focalizarse en la boquilla con un diámetro aproximado de $50 \mu\text{m}$ para que el proceso de enfriamiento sea eficiente. Puesto que las ventanas CF100 son reentrantes, debe cuidarse que la trayectoria que sigue el haz láser no sea obstruida por éstas.
2. Soportar el sistema de vacío supone el diseño de ciertas estructuras y piezas que tomen en cuenta el ángulo que forman las piezas que conforman al sistema. Este punto se resolvió diseñando varios soportes, los cuales se discuten en la sección 4.5.

El primer problema fue resuelto con un par de lentes plano cóncava y plano convexa las cuales se colocaron en la configuración de la Figura 4.28. Este sistema óptico fue resuelto mediante matrices ópticas [60] y permite, si la cintura del haz incidente sobre la primera lente es de 3.3 mm, que el haz no sufra daño alguno al atravesar la cámara principal y se focalice con una cintura de $25 \mu\text{m}$. La segunda lente se coloca a 4.5 mm de la primera lente.

Esta distancia entre lentes, aunque es pequeña, es posible de conseguir en el laboratorio. Luego de esto, el haz tiene un radio de 3.25 mm a 11.8 cm de la segunda lente, lo cual permite colocar el par de lentes a una distancia razonable de la ventana por la cual entrará a la cámara de ciencia y que asegura que el haz no será obstruido por las ventanas CF100 al atravesarla. Finalmente a 1.5 m el haz tiene una cintura de 25 μm lo cual satisface la condición de focalizar el haz en la boquilla con una diámetro aproximado de 50 μm .

4.3. Bombas de vacío

La función de una bomba de vacío es la de retirar los gases que se encuentran dentro de un volumen de manera que la presión sea reducida a un valor adecuado para los propósitos deseados. Las bombas de vacío se pueden agrupar de la siguiente manera:

- **Bombas de desplazamiento:** En este tipo de bombas los gases son manipulados en pequeñas cantidades utilizando movimientos mecánicos repetitivos y finalmente son expulsados del sistema mediante un proceso de compresión y apertura de válvulas. Entre éstas se encuentran las bombas mecánicas, que suelen ser utilizadas como bombas de apoyo o para procesos en los que se necesiten presiones del orden de 10^{-2} Torr.
- **Bombas de transferencia de momento:** En estas bombas, las moléculas de gas interactúan con un denso vapor a altas temperaturas o con superficies sólidas que se mueven a gran velocidad que les proporcionan un cambio de momento significativo y las transfieren de manera continua de la entrada de la bomba a la salida. Ejemplos de estas bombas son las bombas turbomoleculares y las bombas de difusión. Ambas bombas requieren de una bomba de apoyo, la cual generalmente es una bomba mecánica de paleta rotatoria.
- **Bombas de captura:** En las bombas anteriores, los gases eran expulsados del sistema de vacío, mientras que en las bombas de captura las moléculas de gas son removidas al ser atrapadas en superficies por procesos físicos o químicos como la condensación y la adsorción. Un ejemplo de este tipo de bombas son las bombas iónicas y las bombas getter.

A continuación describimos las bombas de vacío involucradas en el experimento: la bomba turbomolecular y la bomba iónica tipo getter.

4.3.1. Bomba turbomolecular

Esta bomba se utiliza para realizar la primera etapa de vaciado de las diversas partes del sistema de vacío y explota la idea de que es posible evacuar del sistema átomos y moléculas al transferirles momento mediante colisiones con superficies que revolucionan a altas velocidades. La bomba turbomolecular consta de un conjunto de navajas o rotores dispuestos a diferentes ángulos que giran a velocidades de 20,000 a 90,000 revoluciones por minuto (rpm). Cada rotor cuenta con un conjunto similar de navajas o estatores que se proyectan de las paredes cilíndricas de la bomba hacia dentro (véase la Figura 4.29), de manera que las moléculas que han recibido un impulso de momento por parte de los rotores sigan su trayectoria hacia la salida de la bomba [46].

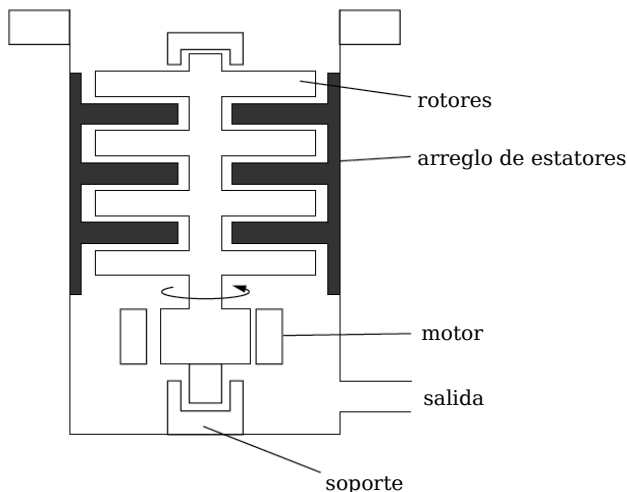


Figura 4.29: Bomba turbomolecular (imagen tomada de [46]).

En Figura 4.30 se ilustra la geometría de rotores y estatores en una bomba turbomolecular donde S es la separación entre navajas, b es la cuerda o largo de éstas, φ el ángulo al que se encuentran inclinadas y U la velocidad a la que rotan. Un átomo o molécula de gas que impacte en la superficie de la navaja BC en el punto E se dispersa siguiendo una distribución coseno (representada por la esfera K) pudiendo atravesar el plano AD para interactuar con la superficie del estator o en la dirección opuesta regresando por el plano AB, sin embargo es más probable que éstas viajen en la dirección AD que en la AB, permitiendo que tengan una dirección axial preferencial hacia abajo y fuera de la bomba

[46]. Finalmente, un arreglo de rotores en este tipo de bombas se presenta en la Figura 4.31 en donde es claro que los primeros rotores son más grandes y presentan ángulos mayores, mientras que los últimos son más pequeños y se encuentran a ángulos menores. Esta configuración permite que las primeras tengan una gran velocidad de bombeo y las últimas una gran compresión, lo cual asegura un correcto y eficiente vaciado [46].

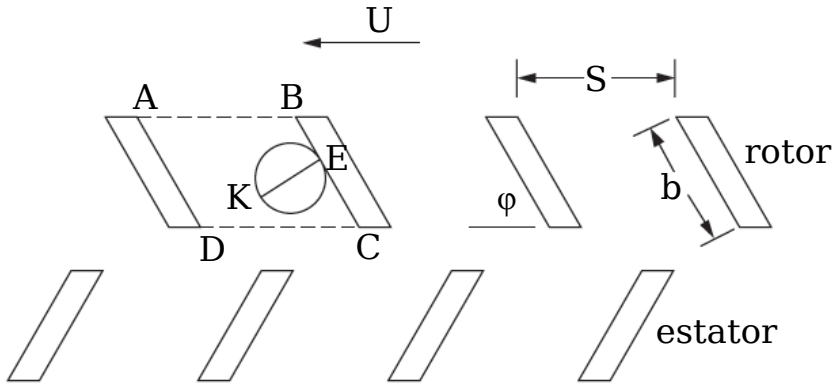


Figura 4.30: Geometría de rotores y estatores en una bomba turbomolecular (imagen tomada de [46]).



Figura 4.31: Arreglo de rotores en una bomba turbomolecular (imagen tomada de [61]).

4.3.2. Bomba iónica tipo getter

La bomba iónica tipo getter combina dos tipos de bombas de captura que son como su nombre lo indica son la bomba iónica y la bomba getter.

Bombas iónicas

El elemento principal en un bomba iónica es la celda Penning la cual se ilustra en la Figura 4.32. La celda Penning consiste de un ánodo A que es un pequeño tubo cilíndrico hecho de acero inoxidable y dos cátodos K que son dos placas de titanio alineadas perpendicularmente al eje del cilindro. Un campo magnético B del orden de 0.15 T es aplicado mediante dos imanes permanentes a la cubierta E hecha de acero inoxidable de manera paralela al eje del cilindro. Los cátodos se aterrizan y al ánodo se le aplica una diferencia de potencial de 3-7 kV [46].

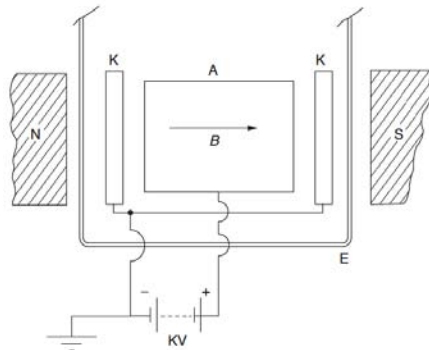


Figura 4.32: Celda Penning de una bomba iónica. Esta consiste de un ánodo A y dos cátodos K que se encuentran a una diferencia de potencial de 3-7 kV. Un campo magnético B es aplicado mediante dos imanes (N y S indican sus polos) a la cubierta E. (imagen tomada de [46]).

En la celda Penning se produce una descarga eléctrica y los electrones removidos por esta son obligados a seguir una trayectoria helicoidal dentro de la celda debido al campo magnético presente. Esta nube de electrones ioniza los átomos y moléculas de gases entrantes, de manera que estos iones también siguen una trayectoria helicoidal en la celda y finalmente son atrapados en los cátodos. Durante el impacto de los iones con los cátodos de titanio, existen dos posibilidades: El ion queda atrapado en el material químicamente activo que se encuentra en el cátodo o éste desprende material del cátodo, el cual se deposita

en las paredes de la bomba. De esta manera, el titanio depositado funciona como un material adsorbente el cual atrapa a su vez átomos y moléculas de gases entrantes (véase la Figura 4.33) [46, 47].

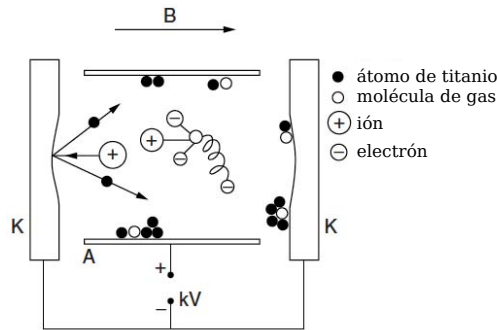


Figura 4.33: Mecanismo de bombeo de una bomba iónica. En la celda se produce una descarga eléctrica. Un electrón removido en esta descarga impacta con una molécula de gas y la ioniza. Este ión llega al cátodo y al impactar puede ser atrapado inmediatamente en la placa de titanio o desprender material de ésta, el cual se deposita en las paredes y funciona como una material adsorbente (imagen tomada de [46]).

Bombas getter

Este tipo de bombas cuentan con un material adsorbente, generalmente aleaciones de zirconio con vanadio, cobalto o aluminio. Las bombas tipo getter permiten que la superficie adsorbente se deposite en el material mismo de la bomba, es decir, no requieren de un proceso de evaporación ni tampoco se desprende el material químicamente activo al contacto con otras partículas como sucede con las bombas iónicas. El elemento principal en estas bombas son partículas del material químicamente activo de un tamaño de partícula de $50 \mu\text{m}$ que se encuentran depositadas en láminas de constantán⁵ enrolladas alrededor de un calentador (véase la Figura 4.34) puesto que es necesario tener una temperatura entre $300 - 400^\circ\text{C}$ para activar y mantener en operación a las partículas adsorbentes [46].

Estas bombas son muy eficientes para capturar todos los gases activos y en particular el H_2 (el cual es bastante difícil de evacuar por ser muy ligero),

⁵El constantán es una aleación formada por un 55% de cobre y 45% de níquel cuya resistividad eléctrica es constante para un amplio rango de temperaturas [62].



Figura 4.34: Bomba iónica tipo getter.

pero son poco eficientes para bombear gases nobles. Sin embargo, este problema se resuelve al combinar la bomba iónica y la bomba getter ya que la primera bombea los gases nobles que la segunda no puede bombear. Asimismo, la presencia del elemento químico de la bomba getter permite capturar las partículas de titanio desprendidas de la primera bomba, evitando así la posible contaminación del sistema de vacío (véase el Apéndice B) [46, 47].

En el experimento se utilizan tres bombas iónicas tipo getter (NEXTorr D200-5) y cada una de ellas tiene una velocidad de bombeo $S_o = 200$ L/s. Sin embargo, una de ellas se encuentra conectada al sistema mediante una pieza de conexión de 3.5 pulgadas de largo cuya conductancia es $C = 43.110$ L/s, mientras que las otras dos se encuentran conectadas al sistema mediante una tubería, la cual se ilustra en la Figura 4.35, cuyas dimensiones son:

- $D_1 = 3.70$ cm. ▪ $L_1 = 3.50$ cm. ▪ $L_3 = 14.90$ cm.
- $D_3 = 6.60$ cm. ▪ $L_2 = 2.00$ cm.

1-2) $L = 3.50$ cm, $r = 1.85$ cm, entonces $L/r = 1.89$ y por tanto $\mathcal{P}_{1-2} = 0.50$.

3-2) $L = 2.00$ cm, $r_c = 1.85$ cm, $r_g = 3.30$ cm, entonces $L/r_c = 1.08$ y $r_g/r_c = 1.78$ y por tanto $\mathcal{P}_{3-2} = 0.31$. Haciendo uso (3.15), $\mathcal{P}_{2-3} = 0.99$.

3-4) $L = 14.90$ cm, $r = 3.30$ cm, entonces $L/r = 4.51$ y de esta forma $\mathcal{P}_{3-4} = 0.33$.

Mediante la ec. (3.16) encontramos $\mathcal{P}_{1-3} = 0.50$ usando la misma ecuación hallamos que, $\mathcal{P}_{1-4} = 0.38$ y por tanto la conductancia es: $C = 47.027$ L/s.

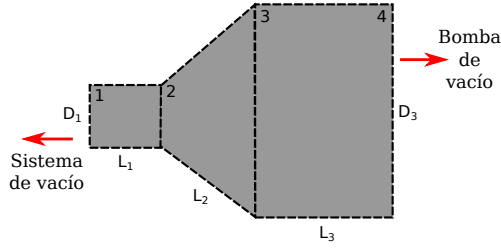


Figura 4.35: Tubería de conexión entre la bomba de vacío y el sistema.

Utilizando la ecuación (3.11), se tiene entonces que las velocidades de bombeo son:

- Con conexión dada por la Figura 4.35: $S = 38.074$ L/s.
- Con conexión dada por la pieza de conexión de 3.5 pulgadas de largo: $S = 35.465$ L/s.

4.4. Modelado del sistema de vacío

Procedemos finalmente a modelar el sistema de vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría. Para ello presentamos en la Tabla 4.5 las conductancias y volúmenes de las piezas involucradas en el sistema, posteriormente identificamos las conductancias de la Figura 4.36 y resolvemos el sistema de ecuaciones para determinar la distribución de presiones en el sistema de vacío la cual se presenta en la Figura 4.37.

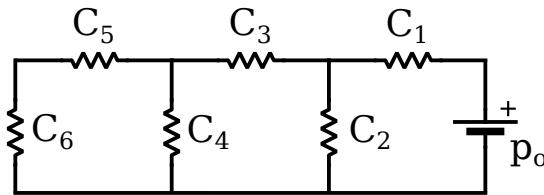


Figura 4.36: Circuito equivalente del esquema del sistema de vacío del Laboratorio de Materia Ultrafría en el estado estacionario. No se toman en cuenta las posible fugas que pueda tener nuestro sistema. Las conductancias que conectan los puntos donde nos interesa calcular la presión son ya las conductancias equivalentes (4.2).

Recordando que,

$$C_1 = \frac{C_{Codo} C_{Boquilla}}{C_{Codo} + C_{Boquilla}}, \quad (4.2a)$$

$$C_3 = \frac{C_{PC} C_{BD1}}{C_{PC} + C_{BD1}}, \quad (4.2b)$$

$$C_5 = \frac{C_{PC} C_{BD2} C_{Desacelerador}}{C_{PC} C_{BD2} + C_{PC} C_{Desacelerador} + C_{Desacelerador} C_{BD2}}, \quad (4.2c)$$

donde los subíndices hacen referencia a las conductancias de los elementos de vacío. El subíndice *PC* hace referencia a las piezas de conexión, mientras que *BD1* y *BD2* hacen referencia a las piezas de bombeo diferencial I y II, respectivamente.

Pieza	Conductancia o velocidad de bombeo [litros/s]	Volumen [litros]
Codo	26.480	–
Boquilla Stan	0.853	–
Boquilla Valtolina	0.146	–
Cruz	–	0.300
Pieza de conexión	27.349	0.120
Bomba de vacío	38.074	–
Bombeo diferencial I	0.092	–
Cubo	–	0.346
Bombeo diferencial II	0.745	–
Bomba de vacío	38.074	–
Pieza de conexión	27.349	0.120
Desacelerador Zeeman	0.895	0.120
Cámara principal	–	4.202
Bomba de vacío	35.465	–

Tabla 4.5: Conductancias, volúmenes y velocidades bombeo involucradas en el sistema de vacío.

Usando leyes de Kirchoff se encuentra el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 1 \\ -C_1 & C_2 & C_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -C_3 & C_4 & C_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -C_5 & C_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \\ p_5 \\ p_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_o \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

donde p_o es la presión de vapor en el receptáculo de Litio y p_i es la presión medida en cada elemento C_i del sistema. Estas presiones se miden respecto al vacío absoluto, es decir, $p = 0$, lo cual en lenguaje de circuitos eléctricos implica medir las diferencias de potencial respecto a tierra.

Resolviendo, se encuentra que $p_6 = 1.01 \times 10^{-7} p_o$ y por tanto, la presión en la cámara de ciencia es del orden de 10^{-12} Torr. Este orden de magnitud en la presión en la cámara de ciencia es óptimo, ya que como se mencionó anteriormente, en el modelo del sistema de vacío no se tomaron en cuenta las posibles fugas que puede tener el sistema, las cuales estarían representadas en las Figuras 4.7 y 4.8 como fuentes de corriente. Estas fugas podrán ser evaluadas tan pronto se monte el sistema en el laboratorio, completando el modelo sin mayores dificultades y corrigiendo el valor de la presión en la cámara principal, el cual no deberá ser mayor a 10^{-11} Torr si el sistema se sella correctamente y el proceso de desgasificación es realizado de manera eficiente.

Asimismo conviene mencionar que aunque la etapa de bombeo diferencial permite una caída de presión tal que $p_5/p_3 \sim 10^{-3}$, la presencia de la última bomba permite que $p_6/p_5 \sim 10^{-2}$. De esta forma, la presencia de la tercer bomba iónica tipo getter permite alcanzar la presión deseada en la cámara principal sin la necesidad de reducir la presión de vapor del Litio en el horno. En otras palabras, en ausencia de esta bomba, sería necesario reducir la temperatura del horno, lo cual se traduce en un flujo menor de átomos del horno hacia la cámara principal, ya que en el régimen molecular la relación entre el flujo de átomos y la presión es lineal [41].

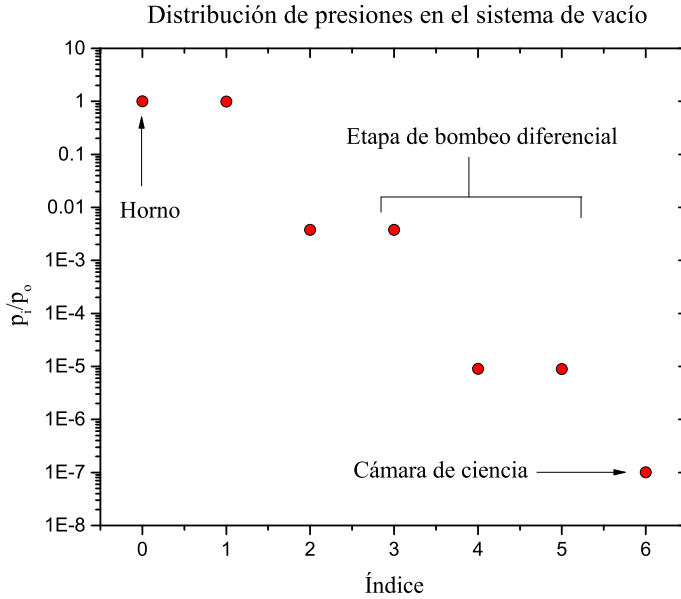


Figura 4.37: Distribución de presiones en el sistema de vacío. Las presiones se encuentran normalizadas respecto a la presión de vapor p_o , por lo que en el eje y se grafica p_i/p_o y en el eje x se hace alusión al índice i de p_i . Se puede observar como la presión va disminuyendo en las diferentes etapas del sistema de vacío, alcanzando una presión $p_6 = 1.01 \times 10^{-7} p_o$ en la cámara de ciencia.

4.5. Otras piezas diseñadas

La inclinación de 13° del sistema de vacío supuso diseñar un sistema de soporte, el cual incluye el diseño y construcción de ciertas estructuras con perfiles de aluminio y piezas que tomen en cuenta el ángulo que forman las piezas que conforman al sistema. Estas piezas y estructuras se discuten a continuación.

Perfiles de aluminio y estructuras de soporte

Los perfiles de aluminio (marca Bosch) son utilizados para construir estructuras de soporte. Los perfiles utilizados en el laboratorio se presentan en la Figura 4.38 donde las unidades se encuentran en milímetros (y en paréntesis en pulgadas).

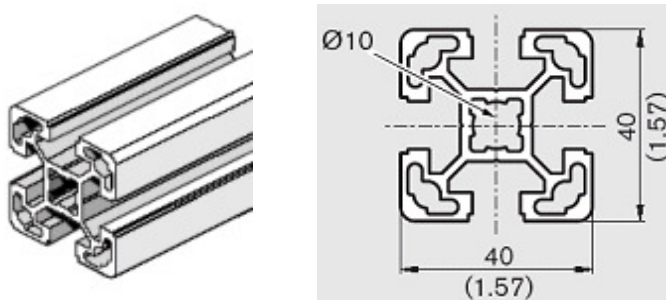


Figura 4.38: Perfil de aluminio marca Bosch. Las dimensiones se encuentran en mm y en pulgadas entres paréntesis.

Con estos perfiles se construyó la estructura principal para soportar el sistema de vacío como se aprecia en color azul y rojo en la Figura 4.39. Sobre estos perfiles se colocan una estructuras que cuentan con la inclinación necesaria para proporcionar el soporte necesario al sistema de vacío. Estas estructuras se presentan en color verde en la Figura 4.39.

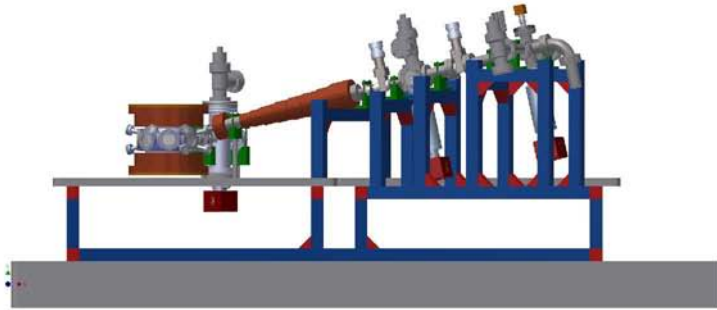
Celda de absorción para espectroscopia de Litio.

Aunque esta no es una pieza directamente relacionada con el sistema de vacío, fue la primera pieza después del receptáculo de Litio que fue diseñada. Esta pieza servirá para realizar la espectroscopia de absorción saturada de las especies atómicas para estabilizar los láseres involucrados en el experimento. Las celdas de absorción para espectroscopia para otras especies como ^{85}Rb y ^{87}Rb se pueden encontrar comercialmente y son de vidrio. Sin embargo, las celdas de absorción de Litio deben ser fabricadas de metal puesto que éstas deben calentarse a 400°C , temperatura a la cual las reacciones entre el Litio y el vidrio pueden ocasionar que la celda se opaque. Asimismo, una celda calentada a estas temperaturas tiene una vida media muy corta.

Nosotros diseñamos y construimos la celda de absorción de la Figura 4.40 basada en el diseño de las referencias [41, 63]. Esta celda se llena de un gas de buffer (Ar) que tiene tres propósitos fundamentales:

- Evita que el Litio se deposite en las ventanas de la celda que no se calientan.
- Reduce la tasa de evaporación del Litio en la celda y por tanto prolonga la vida útil.

a)



b)

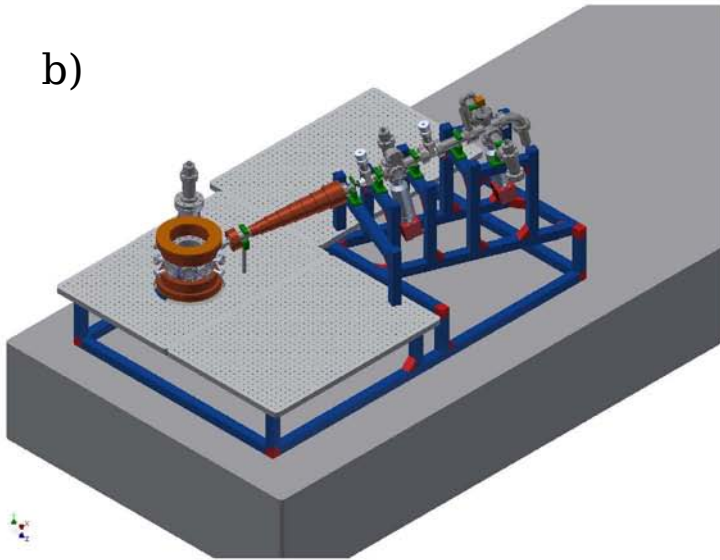


Figura 4.39: **a)** Vista lateral del sistema de vacío. **b)** Vista en ángulo del sistema de vacío. En azul se presentan los perfiles de aluminio y en rojo las piezas utilizadas para fijarlos como lo son cubos y cuñas. En verde se presentan las estructuras de soporte para el sistema de vacío. Asimismo se presentan las tres breadboards donde irá montada óptica. La estructura gris inferior es la mesa óptica donde se montará el experimento. No se presentan las bobinas en la cámara de ciencia.

- Los átomos de Litio se difunden lentamente en vez de viajar en línea recta, lo que mejora la señal de fluorescencia.



Figura 4.40: Celda de absorción para espectroscopia de Litio.

Aunque ya se cuenta con la celda de absorción, el montaje experimental para realizar la espectroscopia de Litio todavía no se lleva a cabo debido a que actualmente no se cuenta con el gas de buffer.

Breadboards

Se diseñaron dos breadboards de 90×60 cm de lado, una de las cuales cuenta con dos hoyos que permiten el acceso óptico a la cámara principal por abajo y el paso de la tercera bomba de vacío como se puede apreciar en la Figura 4.39. Los planos de éstas y todas las demás piezas diseñadas se encuentran en el Apéndice A, mientras que en el Apéndice B se presentan los elementos involucrados en el sistema de vacío para su consulta.

Capítulo 5

Sistema de control

Il n'y a plus de déserts. Il n'y a plus d'îles. Le besoin pourtant s'en fait sentir. Pour comprendre le monde, il faut parfois se détourner ; pour mieux servir les hommes, les tenir un moment à distance. Mais où trouver la solitude nécessaire à la force, la longue respiration où l'esprit se rassemble et le courage se mesure ? Il reste les grandes villes. Simplement, il y faut encore de conditions.

L'été. Albert Camus

Para alcanzar el alto grado de control que los experimentos con gases atómicos ultrafríos ofrecen es necesario contar con un sólido sistema de control. En el Laboratorio de Materia Ultrafría se utilizará el sistema de control que se usa en el Laboratorio Europeo para Espectroscopia No-Lineal (LENS), esto debido a la estrecha colaboración que se mantiene con este grupo, a la similitud de ambos experimentos y a la experiencia con la que nuestro grupo ya cuenta en el manejo de dicho sistema. En el presente capítulo se describe brevemente la arquitectura del sistema de control y su funcionamiento.

5.1. ¿Cómo funciona el programa?

El sistema de control es un conjunto de rutinas y subrutinas escritas en LabVIEW que se engloban en dos programas fundamentales: uno que permite escribir una serie de instrucciones y el segundo que las ejecuta.

El programa de escritura

Este programa cuenta con una interfaz en la que se seleccionan las operaciones básicas tanto digitales como analógicas y se incluyen en una lista donde es posible especificar el tiempo absoluto en el que tiene que ejecutarse la acción o el tiempo relativo entre acciones. Esta lista es, por lo tanto, una secuencia temporal de acciones lineales (es decir, no es posible efectuar operaciones en paralelo) que realizarán las tarjetas de salidas digitales y analógicas.

Aunque en este programa se seleccionan acciones básicas como por ejemplo activar o desactivar una salida digital, es posible guardar un conjunto de instrucciones como una subrutina. La ventaja que esto permite es que ahora también pueden ser ingresadas subrutinas dentro del programa de escritura y no sólo acciones básicas, permitiendo generar rutinas más elaboradas y las cuales serán vitales para el experimento.

El programa de ejecución

Este programa permite ejecutar la rutina generada en el programa de escritura. Cuenta con varias opciones de ejecución como ejecución única o cíclica. Estas opciones permiten no sólo rodar el experimento de manera sucesiva, sino también identificar posibles errores en el experimento de manera controlada y sistemática, así como analizar el funcionamiento de alguna parte del experimento.

La versatilidad que supone contar con el sistema de control dispuesto en dos programas es que mientras uno realiza una corrida experimental o en su defecto alguna prueba al sistema, es posible ir construyendo diferentes rutinas en el otro programa, lo que permite que al término de la ejecución del programa se pueda ejecutar otro con distintas características.

5.2. ¿Qué hace el sistema de control?

Como su nombre lo indica, el sistema de control sirve para controlar desde una computadora y por medio de software especializado los diferentes componentes que integran al sistema experimental, permitiendo la creación de una secuencia temporal de instrucciones que permite desde la producción del gas cuántico hasta su manipulación y estudio. Para las diferentes etapas del experimento se requieren de diversas señales analógicas y digitales que permiten, por ejemplo, regular la temperatura del horno o garantizar una desintonía correcta en el sistema de anclaje de láseres o simplemente permitir o no el paso

del haz de átomos por la “cold-plate”, entre otras.

Para realizar todas estas funciones, aparte del programa escrito en LabVIEW instalado en una computadora, se requiere de un buffer de entrada y de salidas digitales y analógicas con las cuales se controlan todas las partes del experimento. En la Figura 5.1 se presenta un esquema del sistema de control.

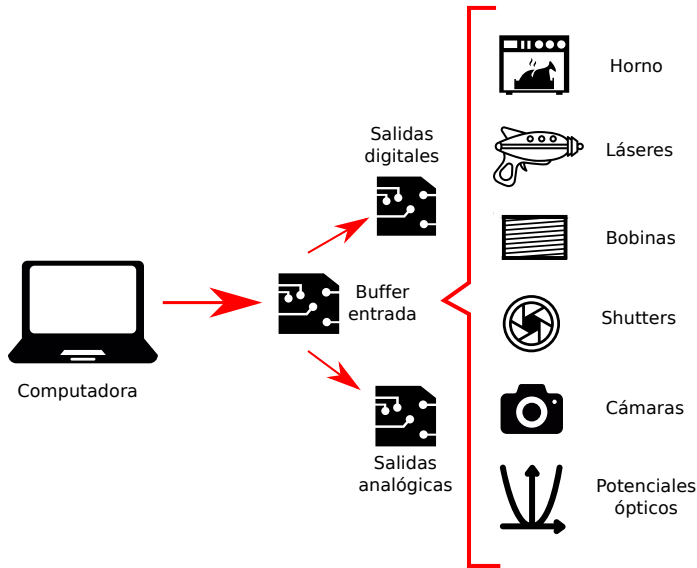


Figura 5.1: Esquema del sistema de control.

No es el objetivo de esta tesis discutir los equipos que se controlan ni las tareas a realizarse con el sistema de control, sino únicamente dar cuenta de su funcionamiento a grandes rasgos y de cómo implementarlo. Para ello los subsiguientes apartados están organizados de la siguiente manera: se presenta la tarjeta de control de eventos DIO64, se discuten el buffer de entrada, las salidas digitales y analógicas, las cuales se configuraron como parte de esta tesis.

5.3. Tarjeta de control de eventos DIO64

En la Figura 5.2 se presenta la tarjeta DIO64 de la compañía Viewpoint que se utiliza en el sistema de control de los experimentos del Laboratorio de Materia Ultrafría. En el Apéndice B se presentan la portada del manual de la tarjeta y sus especificaciones técnicas.



Figura 5.2: Tarjeta de control de eventos DIO64.

Las propiedades principales de la tarjeta DIO64 son:

- Un FPGA (del inglés Field Programmable Gate Array) que permite manejar las estampas temporales mediante flancos digitales. Es decir, en vez de fijarse en la señal completa, únicamente se centra en los flancos de las señales, lo que permite economizar memoria y comprimir la información sin perder fidelidad.
- Permite trabajar con intervalos temporales tan cortos como 50 ns. Esta velocidad es suficiente para realizar los experimentos con gases cuánticos en el Laboratorio de Materia Ultrafría, en donde intervalos temporales de microsegundos son suficientes.
- Cuenta con 64 canales digitales que pueden seleccionados como salidas o entradas. Estos canales se encuentran organizados en cuatro puertos de 16 canales cada uno.
- Tiene una interfaz que permite utilizar otros “triggers” y relojes. Esto permite que se pueda trabajar en conjunto con otros sistemas que cuenten con opciones de “triggering” y/o reloj (en inglés “clocking”) como el diseñado en LENS (véase la referencia [64] para toda la documentación referente al sistema de control).
- Existe un driver y software para LabVIEW, así como algunos programas incluidos. Estos programas incluidos permiten realizar pruebas a la tarjeta antes de conectarla al input buffer y las salidas digitales, lo que facilita la búsqueda de posibles errores de configuración.

Secuencia de eventos en la tarjeta DIO64

Todas las operaciones en la tarjeta siguen la siguiente secuencia:

1. La tarjeta se inicializa.
2. El programa del FPGA se carga.
3. La tarjeta se configura.
4. Se arma la operación.
5. La tarjeta espera un “trigger” de inicio.
6. La operación inicia.
7. La adquisición/transferencia de datos entra en funcionamiento.
8. La tarjeta espera un “trigger” de alto.
9. La operación en la tarjeta se detiene.

Como un último punto, en la tarjeta los datos cuentan con un formato de arreglos de palabras enteras escaneadas. Las primeras dos palabras del arreglo son la etiqueta temporal de la operación y las siguientes son los datos asociados a la misma. En la Figura 5.3 se presenta el diagrama de flujo de la secuencia de eventos en la tarjeta DIO64.

5.4. Buffer de entrada

En esta sección se discuten el buffer de entrada, las salidas digitales y analógicas. Se presenta brevemente una descripción de cada tarjeta, así como los procesos en cada etapa dentro de ellas. Para consultar los PCBs (Printed Circuit Boards), los esquemáticos y demás documentación sobre las tarjetas, véase la referencia [64] y el Apéndice B. La información referente al funcionamiento de elementos de electrónica digital puede ser consultado en la referencia [65].

La función principal del buffer es proporcionar aislamiento entre la tarjeta DIO64 y las tarjetas digitales y analógicas. El buffer de entrada requiere ser alimentado con una fuente de voltaje que proporcione +15 V, -15 V y conexión a tierra. Éste permite que la información proveniente de la tarjeta DIO64 atraviese un conjunto de opto-acopladores, aislando de esta manera la computadora y la tarjeta DIO64 del resto del sistema de control, garantizando

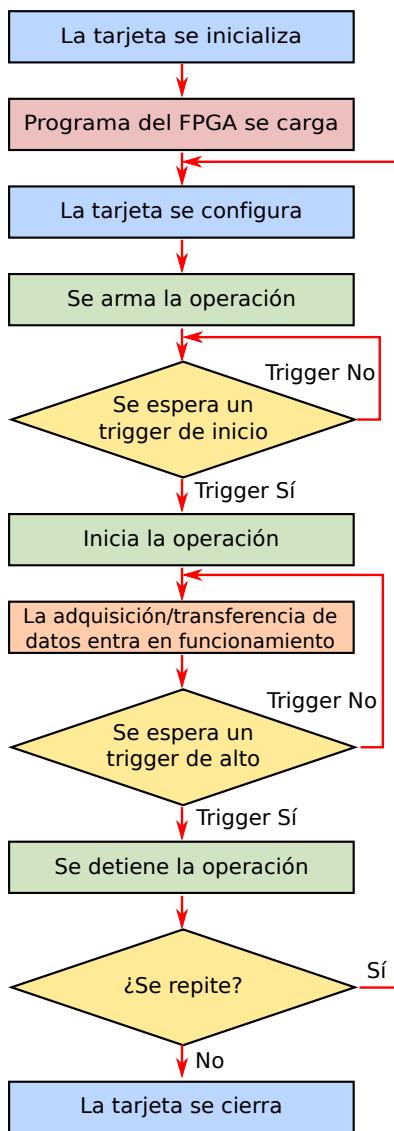


Figura 5.3: Secuencia de eventos en la tarjeta DIO64.

la seguridad de la computadora. Asimismo, el buffer genera el reloj con el cual opera el sistema de control del experimento. En la Figura 5.4 se presenta una fotografía del buffer de entrada sin los circuitos integrados puestos.

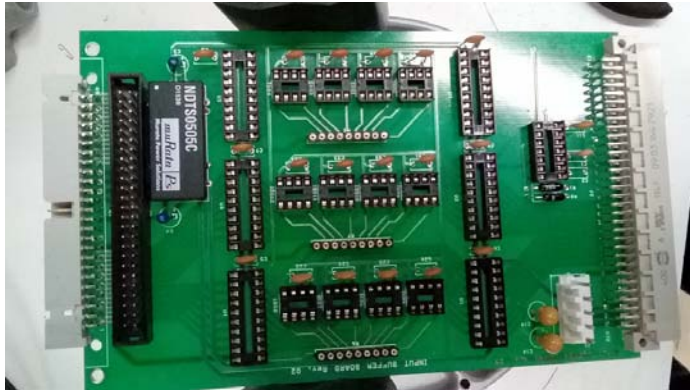


Figura 5.4: Tarjeta del buffer de entrada sin los circuitos integrados puestos.

Secuencia de eventos en el buffer de entrada

Conectado el buffer de entrada con la tarjeta DIO64 mediante un cable plano e inicializado el programa, todas las señales en la tarjeta siguen la siguiente secuencia:

1. El buffer recibe los datos mediante el cable plano.
2. Los datos son enviados al circuito integrado 74HC540 el cual actúa como una memoria, retrasando los datos de acuerdo al reloj. Esto asegura que todos los datos son transferidos al mismo tiempo al siguiente proceso, sin importar si llegaron con algún desfase del tarjeta DIO64.
3. Los datos pasan a un opto-acoplador el cual consta de un LED que emite en el infrarrojo y un semiconductor fotosensible que detecta la luz emitida, que puede ser un fotodiodo, una fotoresistencia, un fototransistor, entre otros (véase la Figura 5.5). El funcionamiento de este circuito es el siguiente: cuando hay paso de corriente, es decir, hay una señal de entrada, el LED emite luz cuya intensidad es proporcional a la señal eléctrica. Esta luz es captada por el fototransistor, provocando que se active, conduciendo corriente. Cuando cesa de pasar corriente a través del LED, este deja de emitir y por tanto el fototransistor deja de conducir. Puesto que no hay conexiones eléctricas entre la señal de entrada y salida en un opto-acoplador, se logra un aislamiento eléctrico de hasta 10 kV [66].

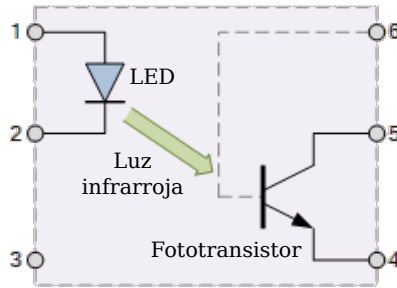


Figura 5.5: Esquema del funcionamiento de un opto-acoplador [66].

4. Los datos son enviados al circuito integrado 74HC541, el cual también actúa como una memoria y permite la sincronización en el envío de datos.
5. Los datos son enviados a los conectores para enviarlos mediante un cable plano a las tarjetas digitales y analógicas.

El buffer también genera el reloj con el cual opera el sistema de control del experimento, esto lo hace mediante un conjunto de operaciones XOR, generando pulsos de 200 ns. Este reloj es enviado a un circuito integrado 74HC541 y posteriormente a un conector. Este reloj es importante puesto que determina el periodo de operación de nuestro sistema, es decir, el periodo en el cual se hacen lecturas de los flancos de las señales. En la Figura 5.6 se esquematiza la secuencia de eventos en el buffer de entrada.

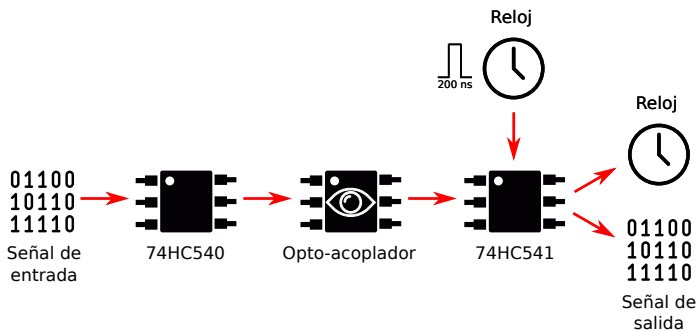


Figura 5.6: Secuencia de eventos en el buffer de entrada.

5.5. Salidas digitales y analógicas

El sistema de control cuenta dos tipos de canales de salida: digitales y analógicos. Los primeros son canales que únicamente tienen dos estados posibles: apagado o encendido, mientras que los segundos pueden abarcar un continuo de valores. En la Figura 5.7 se ilustra esto.

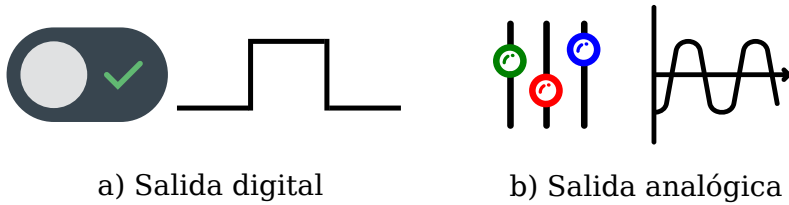


Figura 5.7: Esquema de canales digitales y analógicos. a) Las salidas digitales sólo tienen dos estados posibles: apagado o encendido. b) Las salidas analógicas pueden tomar un continuo de valores.

Contar con este tipo de salidas permite controlar diversas partes del experimento. Aquellas que cuenten únicamente con dos estados, como puede ser el “shutter” en el sistema de vacío (abierto o cerrado) son controladas mediante canales digitales; mientras que aquellas que requieran un continuo de valores para su funcionamiento, como puede ser la corriente que se hace pasar a las bobinas de MOT y Feshbach, son controladas mediante las salidas analógicas.

A continuación se describe el funcionamiento de las tarjetas de salidas digitales y analógicas.

5.5.1. Salidas digitales

Cada tarjeta de salidas digitales cuenta con 16 canales. Esto permite que el experimento pueda tener hasta cuatro tarjetas que corresponden a los cuatro puertos con los que cuenta la tarjeta DIO64. La función principal de esta tarjeta es controlar las 16 salidas digitales. En la Figura 5.8 se presenta una fotografía de una tarjeta de salidas digitales sin los circuitos integrados puestos.

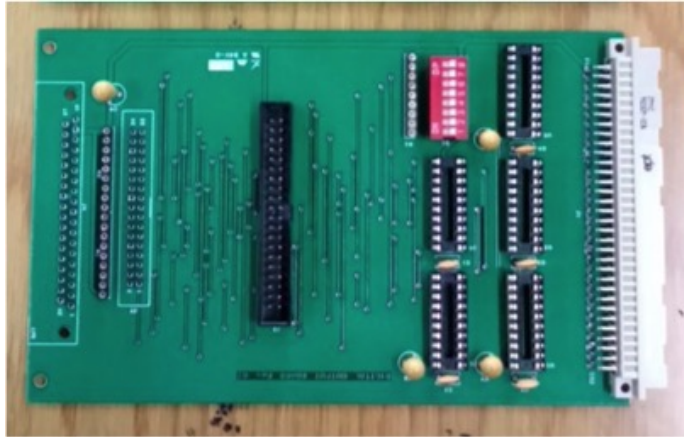


Figura 5.8: Tarjeta de salidas digitales sin los circuitos integrados puestos.

Secuencia de eventos en la tarjeta digital

Conectada la tarjeta digital al buffer de entrada mediante un cable plano e inicializado el programa, todas las señales en la tarjeta siguen la siguiente secuencia:

1. La tarjeta digital recibe los datos y el reloj del buffer de entrada.
2. Los datos son enviados al circuito integrado 74HC374 donde son guardados. Cuando el reloj (proveniente del input buffer) cambia, entonces los libera.
3. Los datos son enviados por dos canales, uno por el cual llegan a un conector para enviarlos mediante un cable plano al panel donde se cuenta con salidas BNC y otro por el cual llegan al circuito integrado 74AC540, el cual retrasa los datos de acuerdo al reloj, para ser enviados a otro conector que se conecta mediante otro cable plano al panel. Estos datos sirven únicamente para iluminar los LEDs con los que cuenta el panel, lo cual sirve para el mostrar el comportamiento de los datos de salida en los distintos canales.

Entre los datos que recibe el buffer de entrada de la tarjeta DIO64 y que posteriormente envía a la tarjeta de salidas digitales se encuentra una palabra de control (8 bits). Esta palabra de control sirve para identificar la tarjeta a la cual se están enviando las instrucciones, ya que de esta manera todas las

señales digitales (agrupadas en 16 canales por puerto) cuentan con una palabra de control única que identifica cada puerto y por lo tanto cada tarjeta.

Para identificar la palabra de control, la tarjeta cuenta con el circuito integrado 74HC688 el cual compara la palabra de control en cada instrucción que llega y únicamente cuando ésta coincide con los estados del dipswitch (en rojo en la Figura 5.8) permite que el estado del reloj cambie y por tanto que los datos sean enviados de los circuitos integrados 74HC374 y 74AC540. En la Figura 5.9 se esquematiza la secuencia de eventos en la tarjeta de salidas digitales.

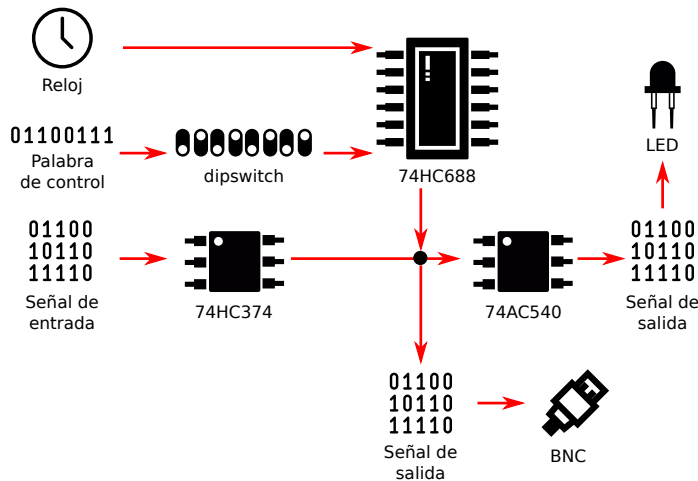


Figura 5.9: Secuencia de eventos en la tarjeta digital.

5.5.2. Salidas analógicas

Cada tarjeta de salidas analógicas cuenta con dos canales. Existen dos tipos de tarjetas de salidas analógicas que son: Referenciada a tierra o flotante. La diferencia principal entre éstas es que mientras en la primera el potencial de referencia es la “tierra física”, en la segunda el potencial de referencia puede ser cualquier otro. Cada una de ellas presenta sus ventajas y desventajas, por ejemplo, los circuitos referenciados a tierra aseguran un camino de baja impedancia para los electrones, evitando de esta manera que el usuario sea ese camino y reduciendo el riesgo de electrocutarse. Por otro lado, los circuitos flotantes permiten eliminar el ruido asociado a la “tierra física”, el cual existe debido a que en circuitos y/o instalaciones eléctricas grandes generalmente hay

pequeñas discrepancias en el potencial de referencia, lo que abre la posibilidad a la existencia de corrientes no deseadas en el circuito, introduciendo ruido en el sistema o peor aún poner en peligro al usuario [67]. El tipo de tarjeta que se utilizará en el experimento dependerá de las aplicaciones que se deseen y de los equipos a los cuales se conectará. En la Figura 5.10 se presenta una fotografía de las tarjetas de salidas analógicas.

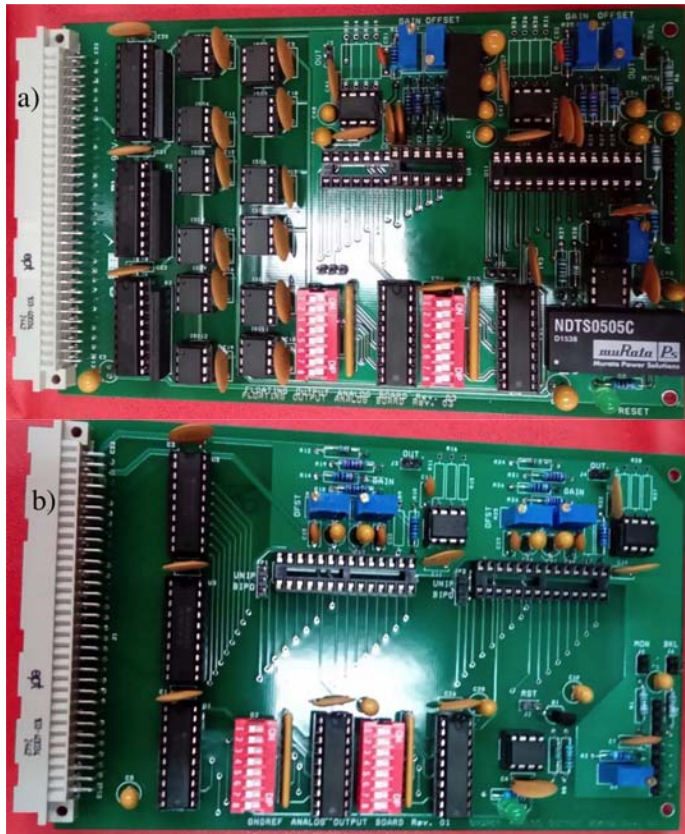


Figura 5.10: Tarjeta de salidas analógicas con los circuitos integrados puestos. a) Tarjeta flotante. b) Tarjeta referenciada a tierra.

Secuencia de eventos en la tarjeta analógica

Conectada la tarjeta analógica al buffer de entrada mediante un cable plano e inicializado el programa, todas las señales en la tarjeta siguen la siguiente secuencia:

1. La tarjeta analógica recibe los datos y el reloj del buffer de entrada.
2. Los datos son enviados al circuito integrado 74HC541 el cual actúa como una memoria, retrasando los datos de acuerdo al reloj. Esto asegura que todos los datos son transferidos al mismo tiempo al siguiente proceso.
3. Ambas tarjetas, tanto la referenciada a tierra como la flotante, cuentan de dos bloques de conversión digital a analógico. Los datos provenientes del circuito integrado 74HC541 llegan al bloque de conversión. Las tarjetas cuentan con dos bloques de conversión para poder producir dos salidas analógicas.
4. En el bloque de conversión se tiene un dipswitch y circuito integrado 74HC688 que como ya mencionamos anteriormente, va controlando el paso de la señal en función de la palabra de control. En este caso la palabra de control permite no sólo diferenciar las distintas tarjetas analógicas que se puedan tener, sino también diferenciar entre los bloques de conversión con los que cuenta cada tarjeta.
5. Los datos pasan entonces al DAC712 (convertidor digital-analógico), el cual tiene un ajuste de offset y de ganancia, los cuales se controlan con una resistencia variable (potenciómetro).
6. La señal de salida del convertidor pasa por un amplificador, para el cual se utiliza el circuito integrado AD845 para el cual se recomienda utilizar 12 V, ya que de esta forma el convertidor trabaja de la manera más eficiente y se tiene una configuración determinada para el amplificador.
7. Los datos pasan a los conectores para ser enviados al experimento.

La diferencia fundamental entre la tarjeta de salida analógica flotante y la referenciada a tierra es que en la primera, la señal antes de entrar a los bloques de conversión pasa por un opto-acoplador. En la Figura 5.11 se esquematiza la secuencia de eventos en la tarjeta de salidas analógicas.

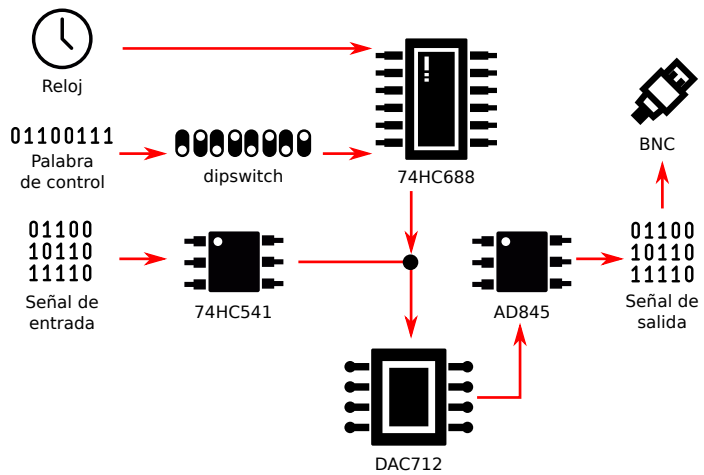


Figura 5.11: Secuencia de eventos en la tarjeta analógica.

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas

Un mundo no gira, una nación no progresa y un hombre no es un hombre, si no tiene sueños que alcanzar.

Claudia García Padilla Higuera

En el curso de esta tesis se diseñó parte del sistema experimental del Laboratorio de Materia Ultrafría del Instituto de Física, en particular el sistema de ultra-alto vacío, el cual permite alcanzar una presión del orden de 10^{-12} Torr en la cámara principal, lo cual asegura una presión final del orden de 10^{-11} Torr al considerar las posibles fugas que puede tener el sistema.

Asimismo se implementaron las salidas digitales y analógicas del sistema de control, el cual nos permitirá controlar las diversas etapas del experimento. Para ello se instaló la tarjeta de control de eventos DIO64 y el software escrito en LabVIEW, así como también se montaron las tarjetas del buffer de entrada y de las salidas digitales y analógicas. Se entendió el funcionamiento del software y se probaron los canales de salida para asegurar su correcto funcionamiento.

Con estos resultados será posible construir un sistema de ultra-alto vacío que proporcione un ambiente libre de contaminantes y un correcto aislamiento del sistema de estudio de los alrededores. De igual manera, próximamente se contará con un sistema de control que en primera instancia tendrá 32 salidas digitales y 8 analógicas con posibilidad de contar con 64 canales digitales y 16 analógicos en su etapa final.

Actualmente la estructura de soporte del sistema de vacío ya está montada en el laboratorio y todos los elementos que componen al sistema de vacío han llegado. Al desacelerador Zeeman se le debe incorporar el sistema de bobinas. Por su parte, se pedirán las componentes electrónicas necesarias para montar las tarjetas digitales y analógicas restantes.

Las próximas tareas a realizarse en el laboratorio aparte de las ya mencionadas son:

- Caracterizar las bobinas de Feshbach.
- Montar el sistema de espectroscopia para ${}^6\text{Li}$.
- Preparar el circuito de retroalimentación para calentar el horno a 400°C .
- Empezar la implementación del sistema de imagen.
- Iniciar la producción de campos ópticos promediados para producir potenciales ópticos confinantes.

Bibliografía

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Observation of a Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198–201 (1995).
- [2] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969–3973 (1995).
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687–1690 (1995).
- [4] G. Roati, M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno, *^{39}K Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions*, Phys. Rev. Lett. **99**, 010403 (2007).
- [5] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler and T. Pfau, *Bose-Einstein Condensation of Chromium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 160401 (2005).
- [6] M. Lu, N. Q. Burdick, S. Ho Youn, and B. L. Lev, *Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium*, Phys. Rev. Lett. **107**, 190401 (2011).
- [7] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*, Phys. Rev. Lett. **91**, 040404 (2003).
- [8] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge and R. G. Hulet, *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*, Science **291**, 2570–2572 (2001).
- [9] B. DeMarco and D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, Science **285**, 1703–1706 (1999).

- [10] T. Fukuhara, Y. Takasu, M. Kumakura and Y. Takahashi, *Degenerate Fermi Gases of Ytterbium*, Phys. Rev. Lett. **98**, 030401 (2007).
- [11] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi and M. Inguscio, *Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates*, Science **293**, 843–846 (2001).
- [12] M. Albiez, R. Gati, J. Fölling, S. Hunsmann, M. Cristiani, and M. K. Oberthaler, *Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction*, Phys. Rev. Lett. **95**, 010402 (2005).
- [13] G. Valtolina, A. Burchianti, A. Amico, E. Neri, K. Khani, J. A. Seman, A. Trombettoni, A. Smerzi, M. Zaccanti, M. Inguscio and G. Roati, *Josephson effect in fermionic superfluids across the BEC-BCS crossover*, Science **350**, 1505–1508 (2015).
- [14] Cheng Chin, Rudolf Grimm, Paul Julienne and Eite Tiesinga, *Feshbach Resonances in Ultracold Gases*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1225–1286 (2010).
- [15] Immanuel Bloch, Jean Dalibard and Wilhelm Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*, Rev. Mod. Phys. **88**, 885–964 (2008).
- [16] Immanuel Bloch, Jean Dalibard and Sylvain Nascimbène, *Quantum simulations with ultracold quantum gases*, Nature Physics **8**, 267–276 (2012).
- [17] Kerson Huang, *Introduction to Statistical Physics*, CRC Press, Second Edition, 2010.
- [18] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, Second Edition, 2008.
- [19] L. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics Part 1*, Pergamon Press Ltd., Third Edition, 1980.
- [20] Premio Nobel de Física 2001 por la condensación de Bose-Einstein: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2001/
- [21] Víctor Romero-Rochín, *Equation of State of an Interacting Bose Gas Confined by a Harmonic Trap: The Role of the “Harmonic” Pressure*, Phys. Rev. Lett. **94**, 130601 (2005).

- [22] Víctor Romero-Rochín and Vanderlei S. Bagnato, *Thermodynamics of an Ideal Gas of Bosons Harmonically Trapped: Equation of State and Susceptibilities*, Braz. J. Phys. **35**, 607–613 (2005).
- [23] Nadia Sandoval-Figueroa and Víctor Romero-Rochín, *Thermodynamics of trapped gases: Generalized mechanical variables, equation of state, and heat capacity*, Phys. Rev. E **78**, 061129 (2008).
- [24] V. Romero-Rochin, R. F. Shiozaki, M. Caracanhas, E. A. L. Henn, K. M. F. Magalhaes, G. Roati and V. S. Bagnato, *Observation of Bose-Einstein condensation in an atomic trap in terms of macroscopic thermodynamic parameters*, Phys. Rev. A **85**, 023632 (2012).
- [25] Freddy Jackson Poveda Cuevas, *Aspects of Hybrid Confinement for a Bose-Einstein Condensate: Global Pressure and Compressibility*, Tesis de doctorado, Universidade de Sao Paulo, 2013.
- [26] R. F. Shiozaki, G. D. Telles, P. Castilho, F. J. Poveda-Cuevas, S. R. Muniz, G. Roati, V. Romero-Rochín and V. S. Bagnato, *Measuring the heat capacity in a Bose-Einstein condensation using global variables*, Phys. Rev. A **90**, 043640 (2014).
- [27] F. J. Poveda-Cuevas, P. C. M. Castilho, E. D. Mercado-Gutierrez, A. R. Fritsch, S. R. Muniz, E. Lucioni, G. Roati and V. S. Bagnato, *Isothermal compressibility determination across Bose-Einstein condensation*, Phys. Rev. A **92**, 013638 (2015).
- [28] P. C. M. Castilho, F. J. Poveda-Cuevas, J. A. Seman, R. F. Shiozaki, G. Roati, S. R. Muniz, D. V. Magalhaes and V. S. Bagnato, *Equation of state for a trapped quantum gas: remnant of zero-point energy effects*, New J. Phys. **18**, 023014 (2016).
- [29] U. Frisch, *Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov*, Cambridge University Press, 1996.
- [30] Jorge Amin Seman Harutinian, *Study of Excitations in a Bose-Einstein Condensate*, Tesis de doctorado, Universidade de Sao Paulo, 2011.
- [31] W. F. Vinen, *An introduction to quantum turbulence*, J. Low Temp. Phys. **145**, 7–24 (2006).
- [32] W. F. Vinen, J. J. Niemela, *Quantum Turbulence*, J. Low Temp. Phys. **128**, 167–231 (2002).

- [33] C. F. Barenghi, R. J. Donnelly, W. F. Vinen, *Quantum vortex dynamics and superfluid turbulence*, Springer, 2001.
- [34] Robert E. Krebs, *The History and Use of Our Earth's Chemical Elements: A Reference Guide*, Greenwood Press, 2006.
- [35] C. A. Stan and W. Ketterle, *Multiple species atom source for laser-cooling experiments*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 063113 (2005).
- [36] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, *Simplified System for Creating a Bose-Einstein Condensate*, J. Low Temp. Phys. **132**, 309 (2003).
- [37] K. J. Ross and B. Sonntag, *High temperature metal atom beam sources*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 4409 (1995).
- [38] M. E. Gehm, *Properties of ^6Li* , Appendix of his PhD thesis: *Preparation of an Optically-Trapped Degenerate Fermi Gas of ^6Li : Finding the Route to Degeneracy*, Duke University, 2003.
- [39] A. N. Nesmeyanov, *Vapour Pressure of the Elements*, Academic Press, 1963.
- [40] Valtolina Giacomo, *Development of an experimental apparatus for the production and study of ultracold atomic gases of fermionic lithium*, PhD Thesis, LENS, 2012.
- [41] Claudiu Andrei Stan, *Experiments with Interacting Bose and Fermi Gases*, PhD Thesis, MIT, 2005.
- [42] Jesús Ernesto Carro Martínez, *Diseño y proyección de trampas magnéticas y ópticas para experimentos con gases ultrafríos de Litio*, Tesis de Licenciatura, UNAM, 2016.
- [43] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu and Franck Laloë, *Quantum Mechanics*, John Wiley and Sons, 1991.
- [44] Nouredine Zettili, *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*, John Wiley and Sons, 2009.
- [45] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **108**, 1175–1204 (1957).

- [46] Austin Chambers, *Modern Vacuum Physics*, CRC Press LLC, 2005.
- [47] J. M. Lafferty, *Foundations of Vacuum Science and Technology*, John Wiley and Sons, 1998.
- [48] A. Guthrie and R. K. Wakerling, *Vacuum Equipment and Techniques*, Mac Graw-Hill, 1949.
- [49] Armand Berman, *Vacuum Engineering Calculations, Formulas, and Solved Exercises*, Academic Press, 1992.
- [50] S. Rosin and I. I. Rabi, *Effective Collision Cross Sections of the Alkali Atoms in Various gases*, Phys. Rev. **48**, 373–379 (1935).
- [51] L. L. Levenson, N. Milleron and D. H. Davis, *Conductance en écoulement moléculaire*, Le Vide **103**, 42 (1963).
- [52] L. L. Levenson, N. Milleron and D. H. Davis, *Optimization of molecular flow conductance*, Transactions of the 7th National Vacuum Symposium, Pergamon Press, 372–377 (1961).
- [53] D. H. Davis, *Monte Carlo Calculation of Molecular Flow Rates through a Cylindrical Elbow and Pipes of Other Shapes*, J. Appl. Phys. **31**, 1169–1176 (1960).
- [54] P. Clausing *The Flow of Highly Rarefied Gases through Tubes of Arbitrary Length* J. Vac. Sci. Technol. **8**, 636–646 (1971).
- [55] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
- [56] W. D. Phillips and H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [57] Propiedades de la aleación de acero inoxidable 304 http://www.aksteel.com/pdf/markets_products/stainless/austenitic/304_304l_data_sheet.pdf
- [58] Página web de la compañía Kurt J. Lesker especializada en sistemas de vacío: <http://www.lesker.com/newweb/index.cfm>
- [59] C. B. Alcock, V. P. Itkin, M. K. Horrigan, *Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements 298-2500 K*, Can. Metall. Q. **23**, 309 (1984).

- [60] Eugene Hecht, *Optics*, Addison Wesley, 4th edition, 2002.
- [61] Bomba turbomolecular Edwards EXT 70: www.rtftechnologies.org/general/edwards-ext70turbo.htm
- [62] J. R. Davis, *Copper and Copper Alloys*, ASM International, 2001.
- [63] C. R. Vidal and J. Cooper, *Heat-Pipe Oven: A New, Well-Defined Metal Vapor Device for Spectroscopic Measurements*, J. Appl. Phys. **40** 3370–3374 (1969).
- [64] Página web del taller de electrónica del LENS: <http://lens.unifi.it/ew/>. En el apartado [J] de proyectos se encuentra el DIO128-Board Based Aquisition System y aquí se encuentran las tarjetas digitales, analógicas y el buffer de entrada que utilizamos.
- [65] Lecturas de electrónica digital del Dr. Jeff Jackson de la Universidad de Alabama: <http://jjackson.eng.ua.edu/courses/ece380/lectures/>
- [66] Tutorial sobre opto-acopladores: <http://www.electronics-tutorials.ws/blog/optocoupler.html>
- [67] Associated Power Technologies resource papers on floating grounds: <http://www.aptsources.com/resources/pdf/Floating%20Output.pdf>

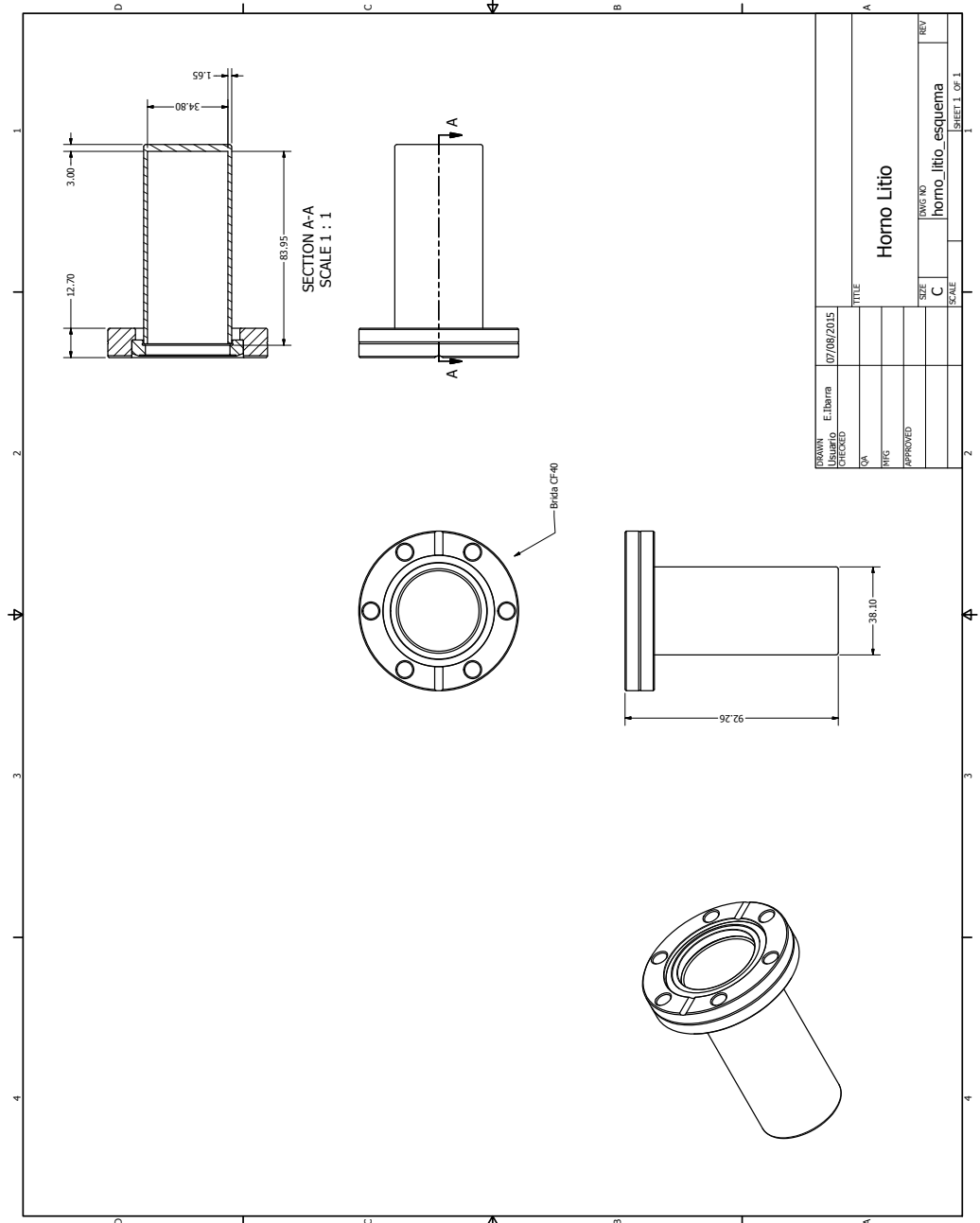
Apéndice A

Planos de las piezas diseñadas

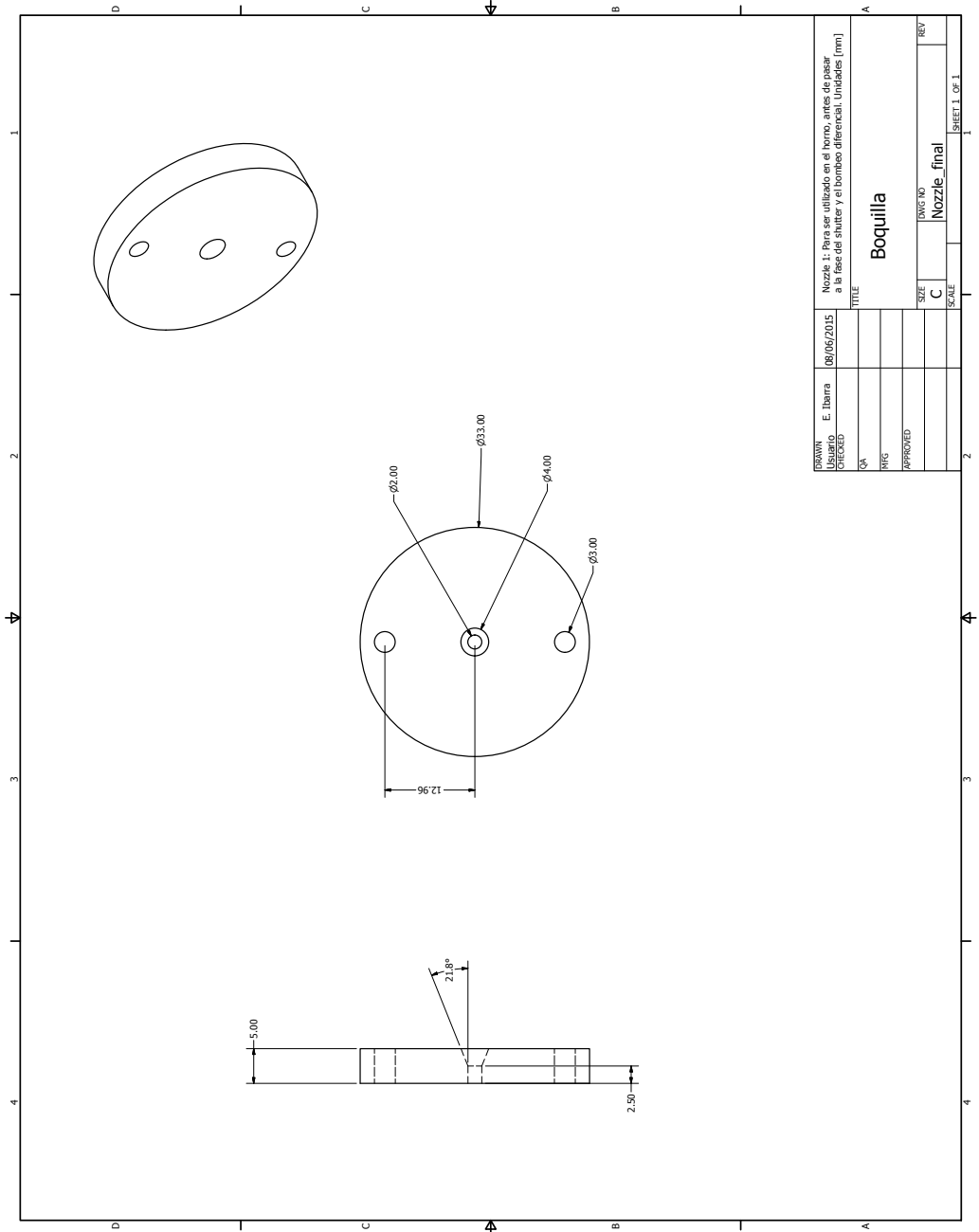
A continuación se presentan los planos de las piezas diseñadas. El orden de éstas es:

1. **Receptáculo de Litio** (pág. 99)
2. **Boquilla** (pág. 100)
3. **Cold-plate** (pág. 101)
4. **Desaceleradores Zeeman** (págs. 102 y 103)
5. **Tubos de bombeo diferencial** (págs. 104 y 105)
6. **Celda de absorción para espectroscopia de Litio** (págs. 106-108)
7. **Cortes de los perfiles Bosch** (pág. 109)
8. **Estructuras de soporte del sistema de vacío** (págs. 110-115)
9. **Breadboards** (págs. 116 y 117)

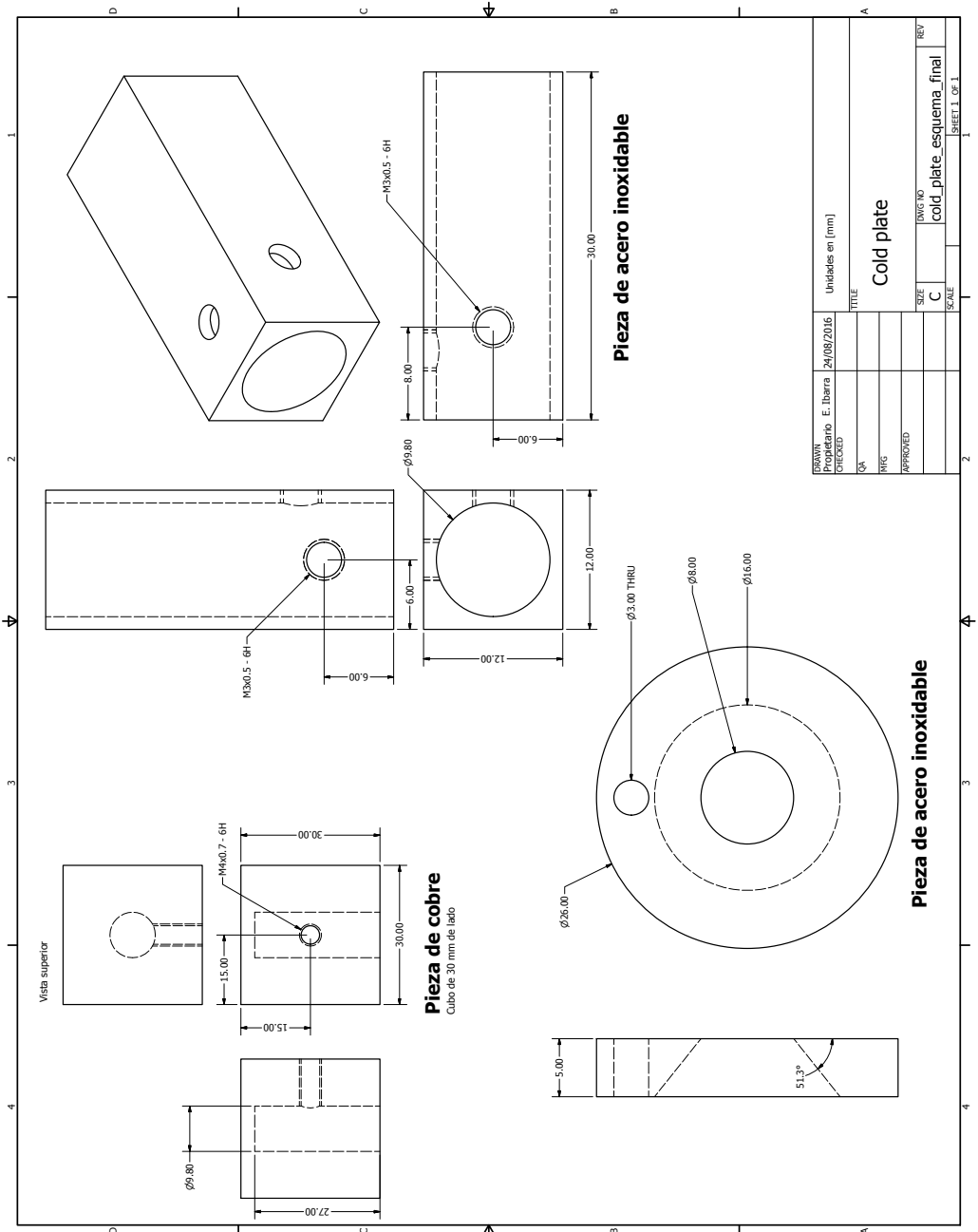
A.1. Receptáculo de Litio



A.2. Boquilla

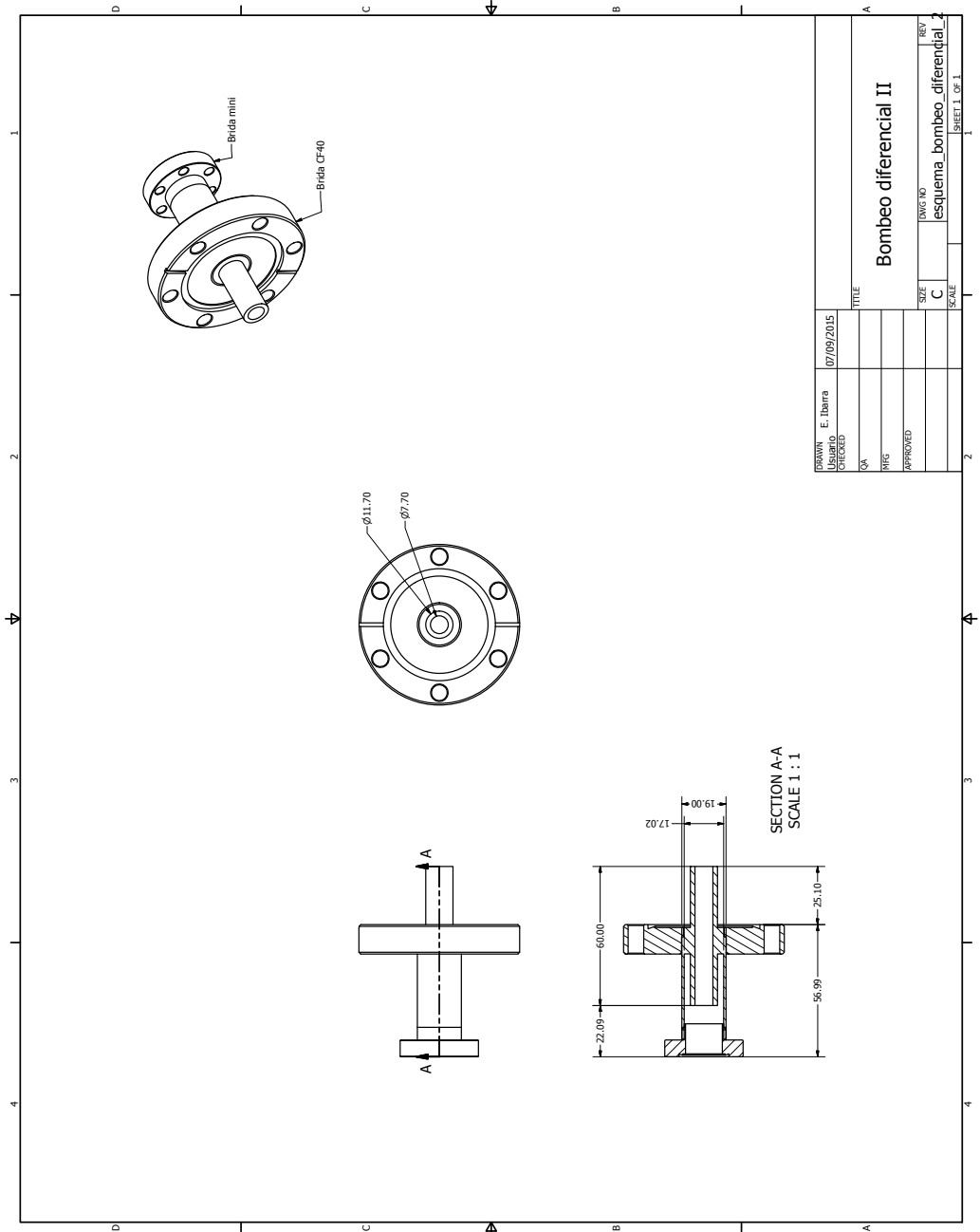


A.3. Cold-plate



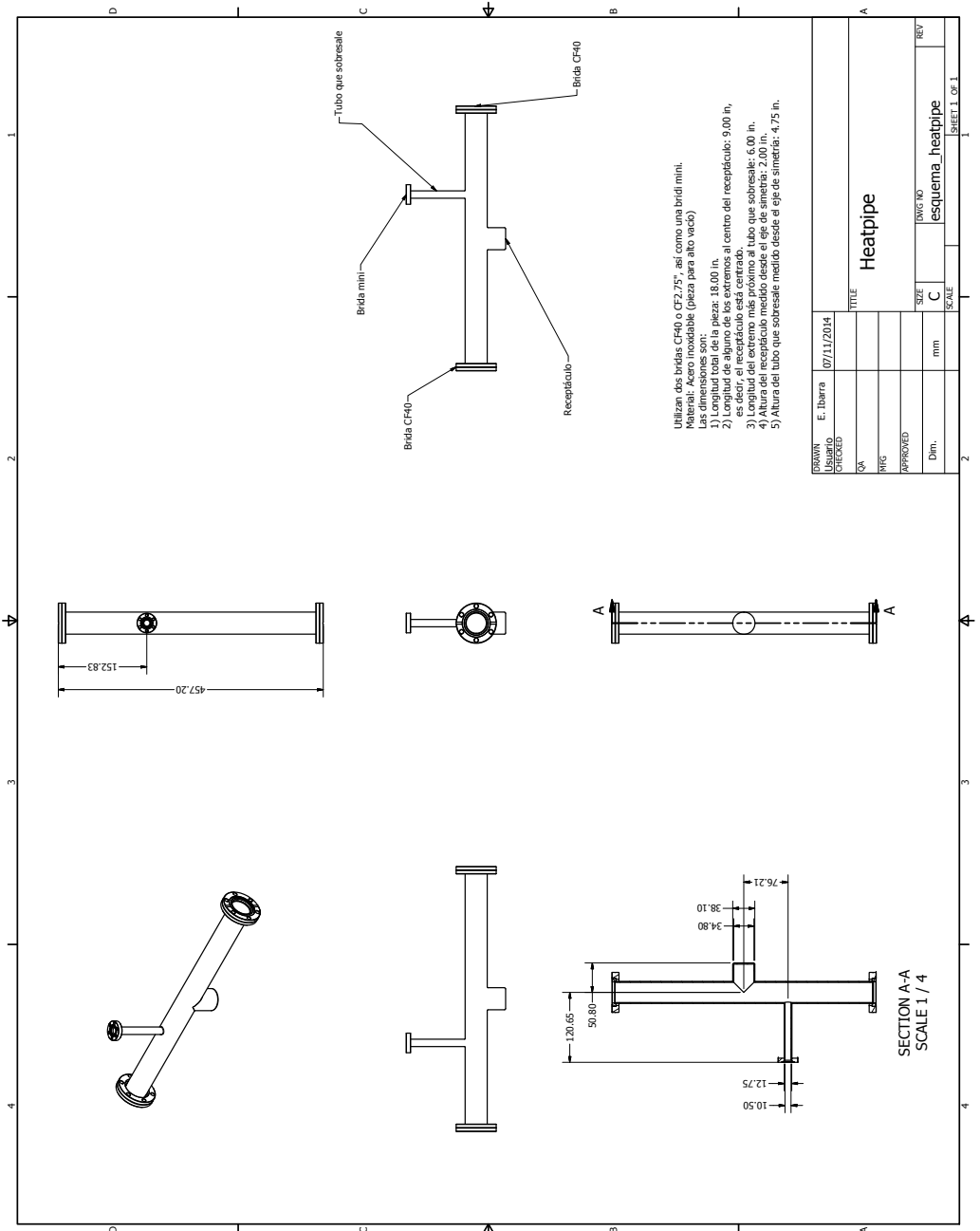
DESIGN	Propietario	E. Ibarra	24/08/2016	Unidades en (mm)
CHECKED				
QA				TITLE
RHG				Cold plate
APPROVED				SIZE
				C
				DWG. NO
				cold_plate_esquema_final
				REV
				SCALE
				SHEET 1 OF 1

A.5.2. Bombeo diferencial II

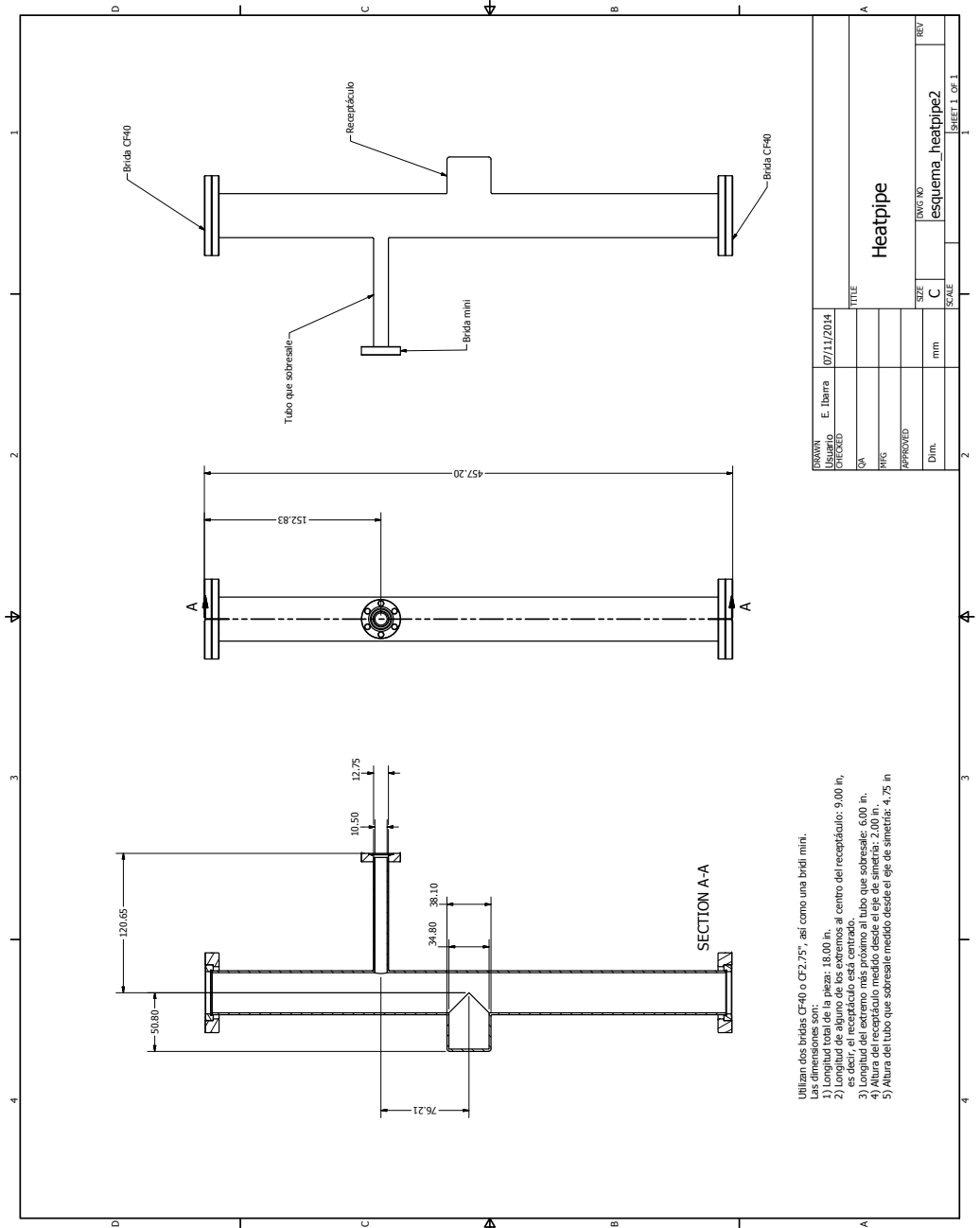


A.6. Celda de absorción para espectroscopia de Li

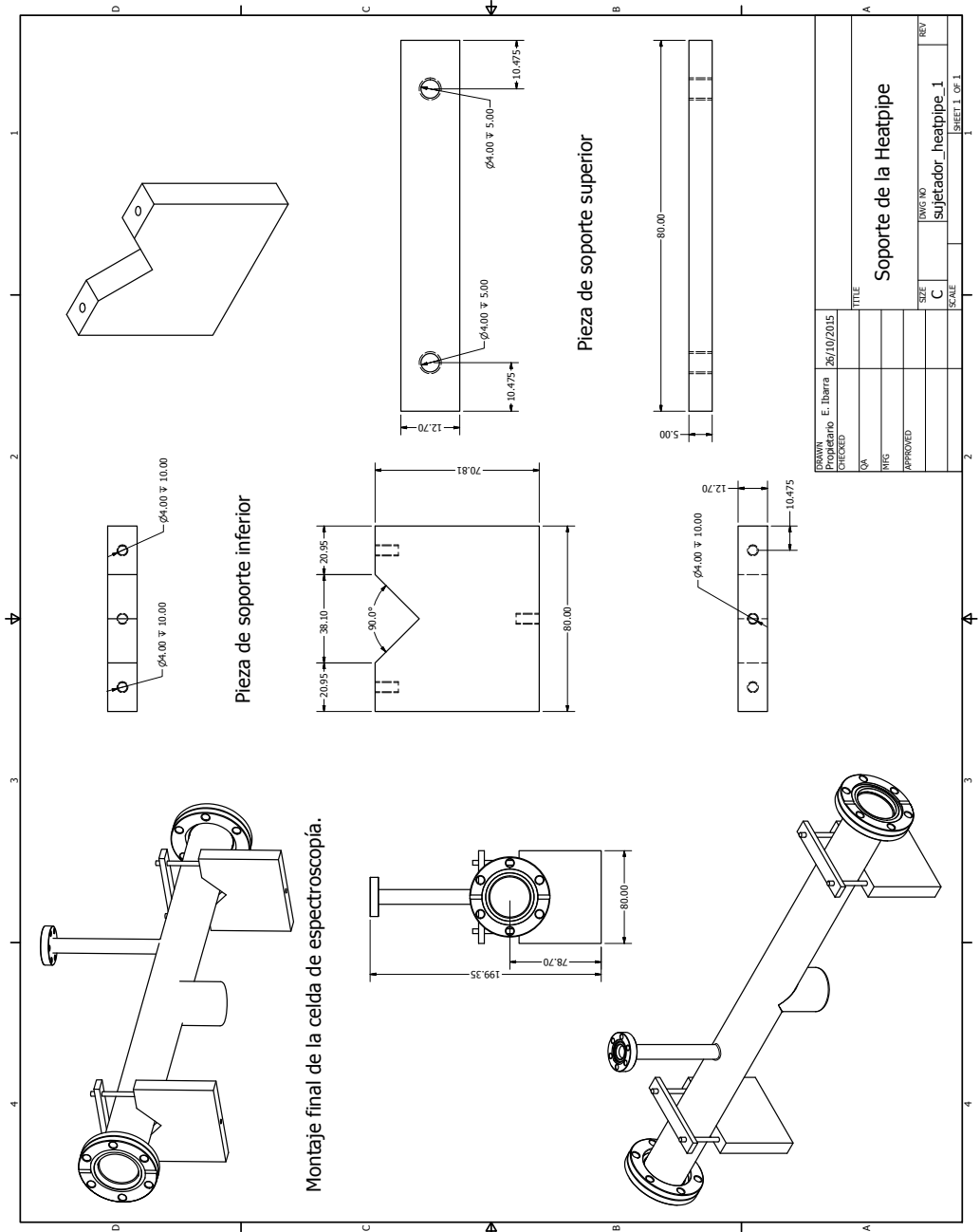
A.6.1. Celda de absorción para espectroscopia de Litio (1)



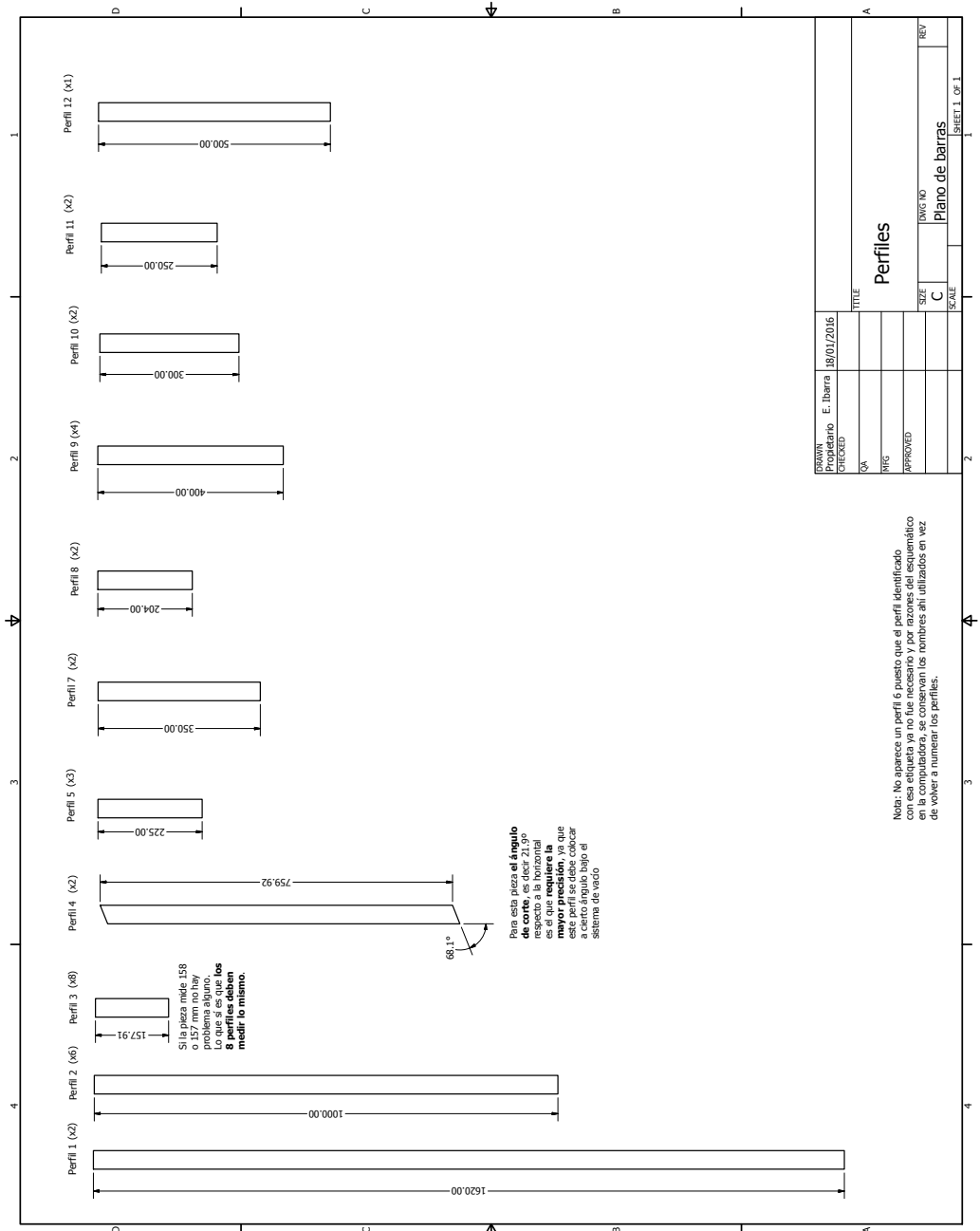
A.6.2. Celda de absorción para espectroscopia de Litio (2)



A.6.3. Celda de absorción para espectroscopia de Litio (3)



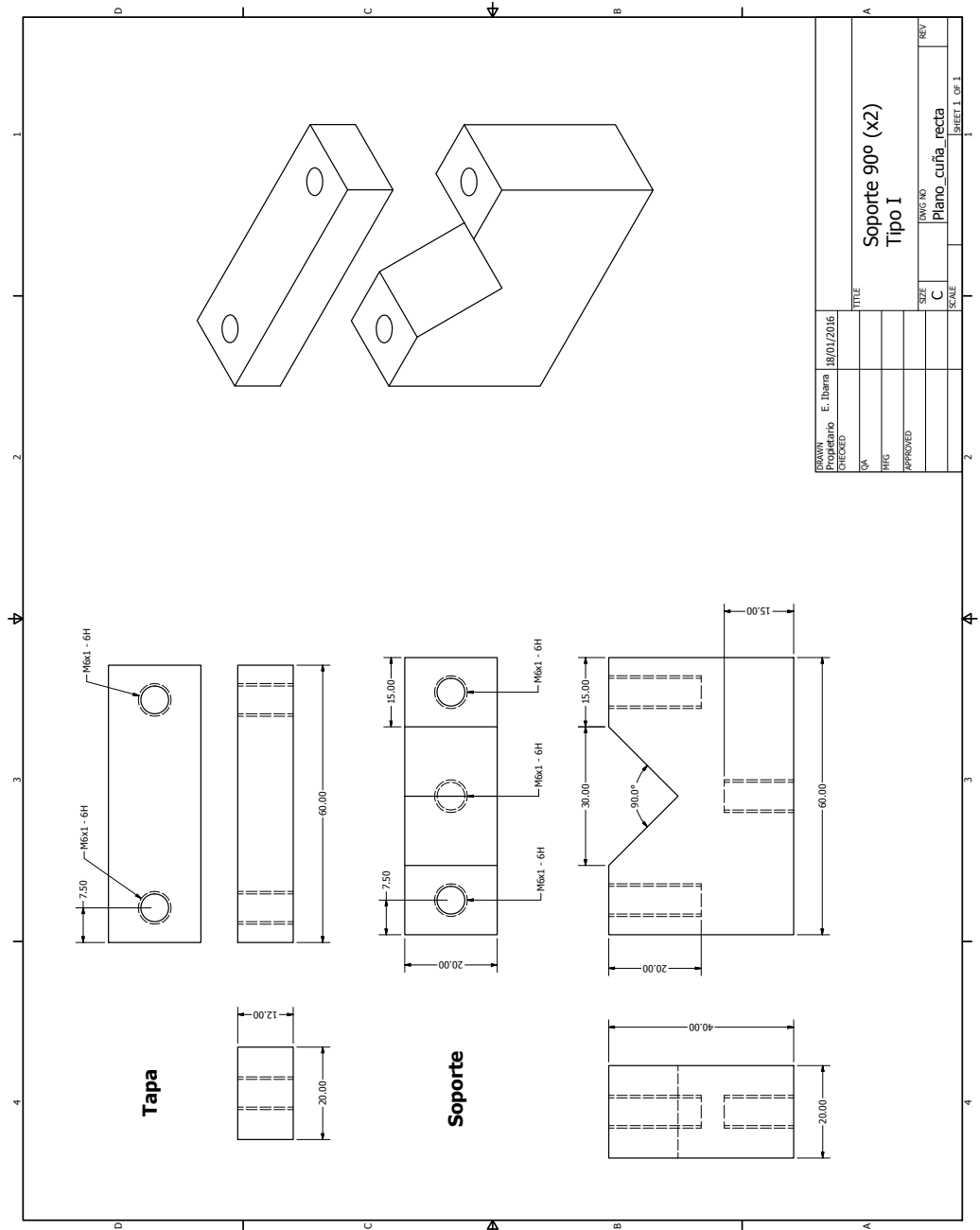
A.7. Cortes de los perfiles Bosch



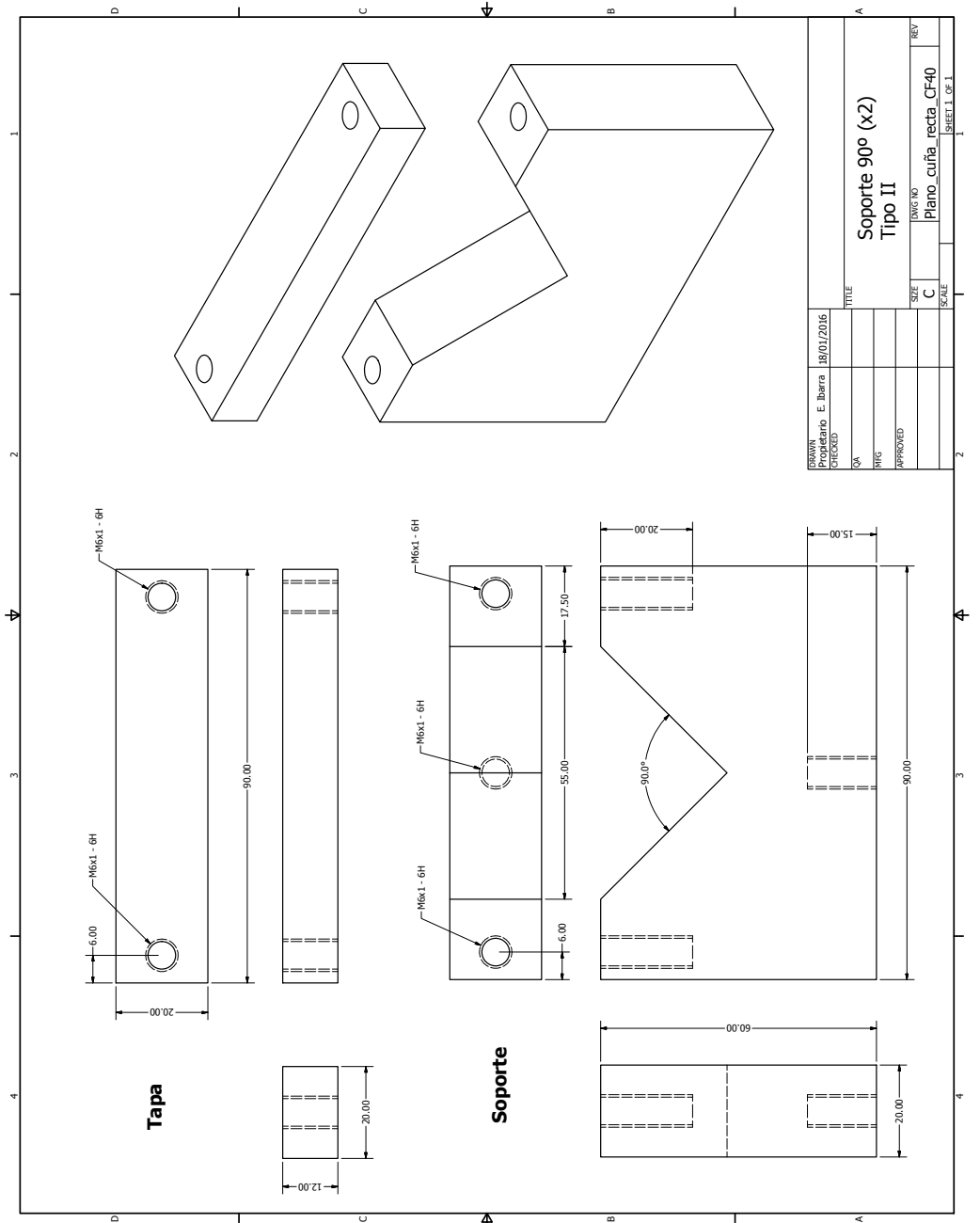
DRAWN Propietario E. Ibera CHECKED	18/01/2016	TITLE Perfiles
QA RIG	APPROVED	SIZE C
DWG NO Plano de barras	SCALE	REV

Nota: No aparece un perfil 6 puesto que el perfil identificado con esa etiqueta ya no fue necesario y por razones del escaneado en la computadora, se conservan los nombres ahí utilizados en vez de volver a numerar los perfiles.

A.8.2. Soporte 90° Tipo I

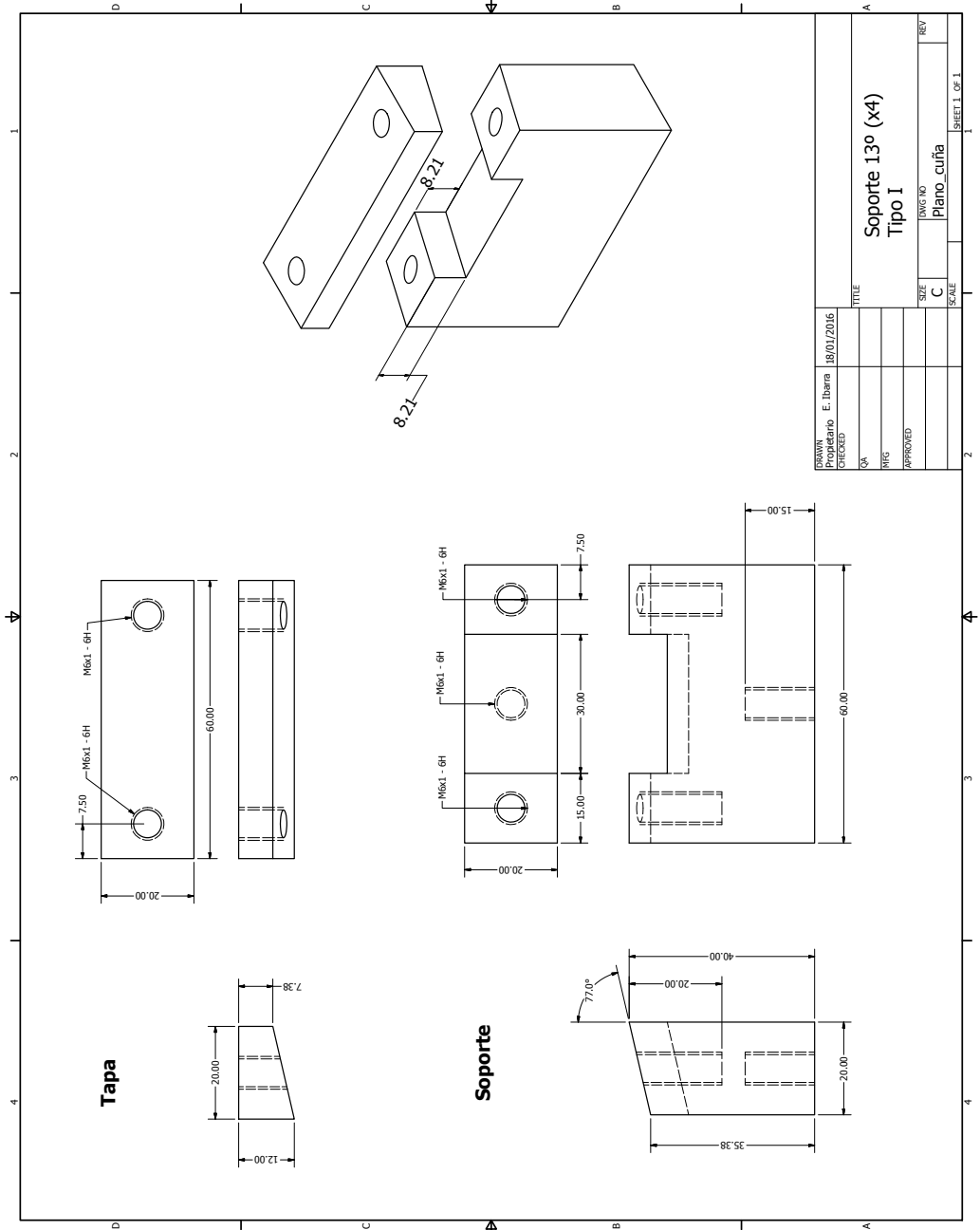


A.8.3. Soporte 90° Tipo II

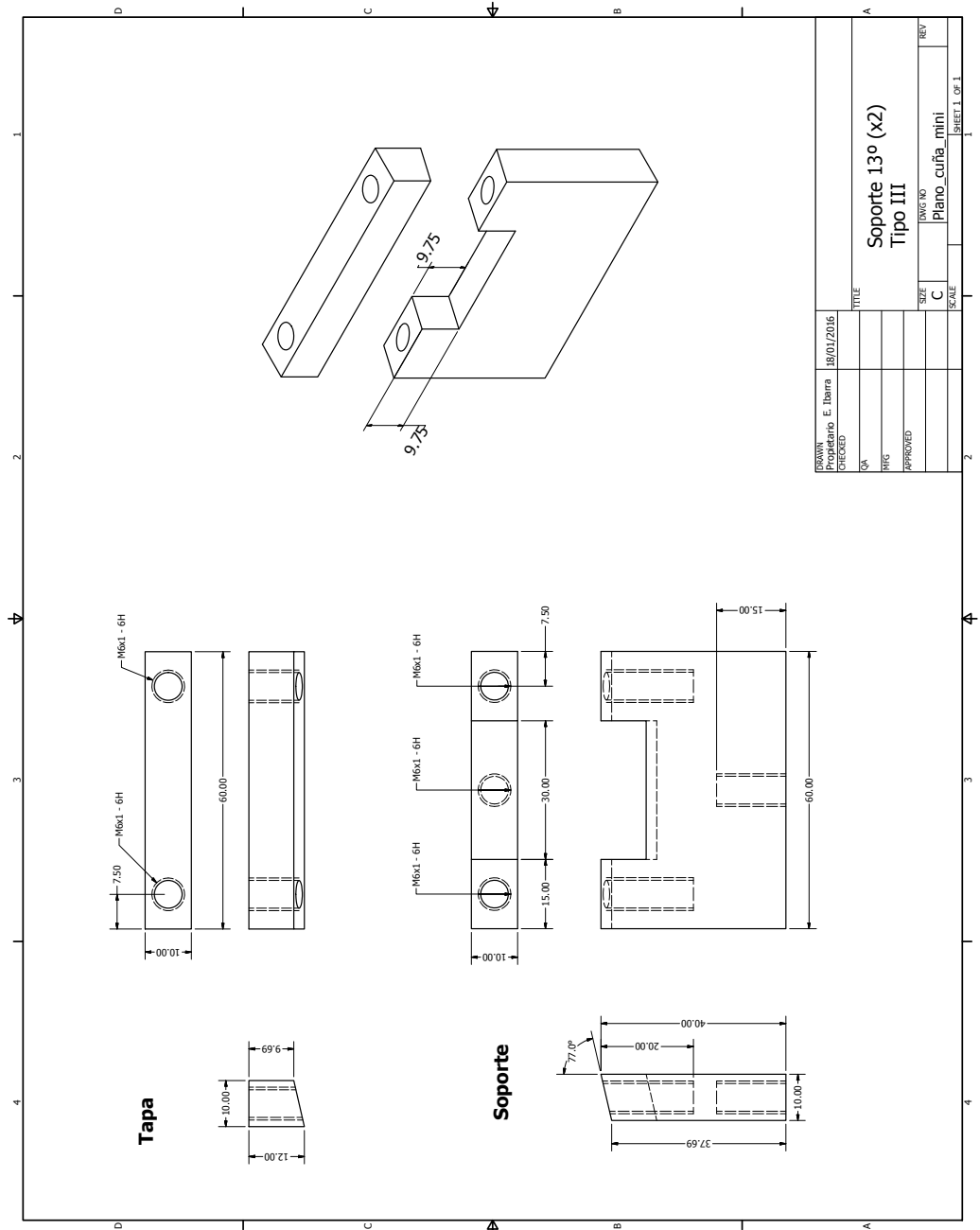


PROYECTANTE Proprietario E. Ibarra	FECHA 18/01/2016	TÍTULO Soporte 90° (x2) Tipo II
REVISADO QA		UNIDAD C
APROBADO RNG		ESCALA C
		PLANO NO Plano_cuñia_recta_CF40
		REV SHEET 1 OF 1

A.8.4. Soporte 13° Tipo I

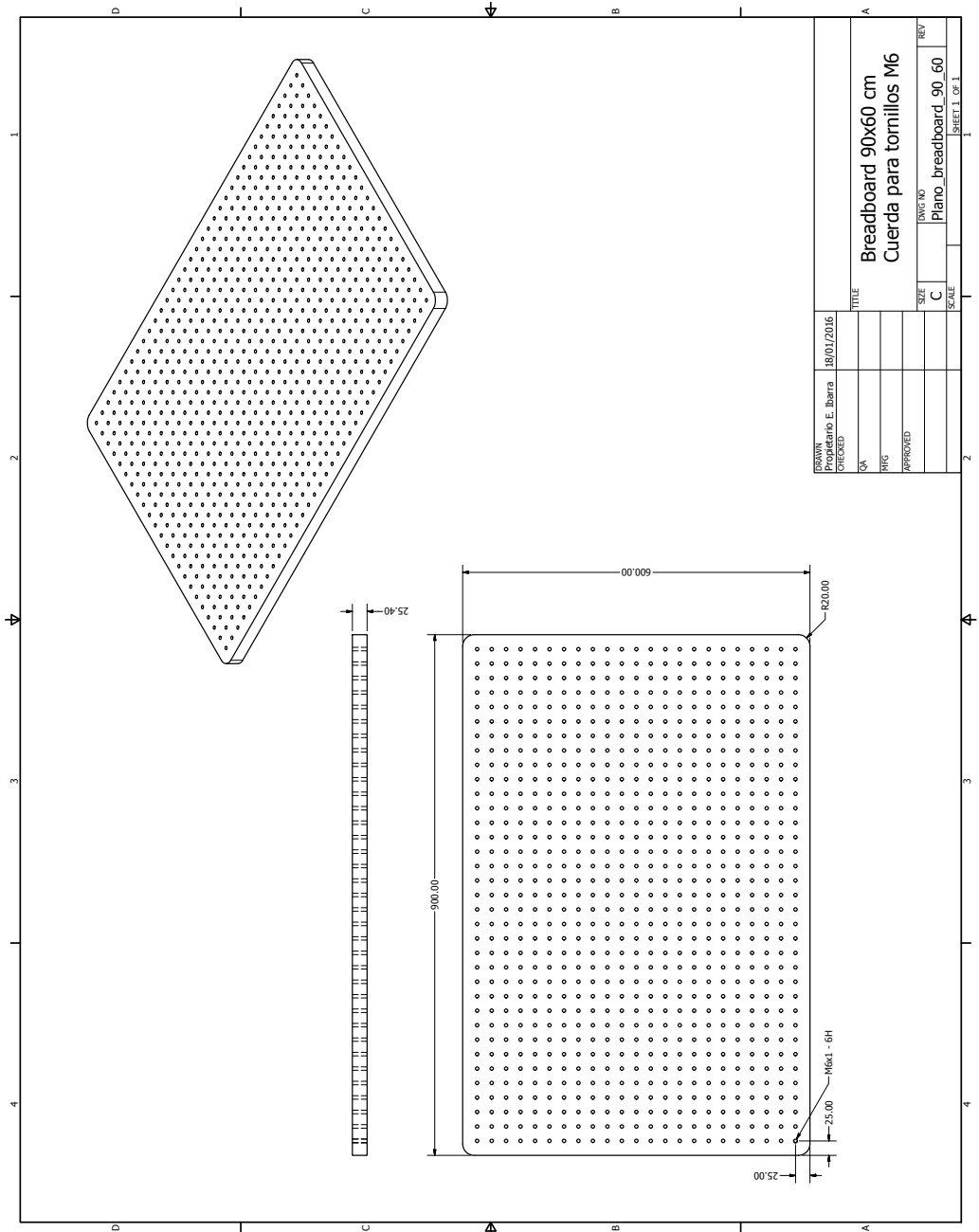


A.8.6. Soporte 13° Tipo III



A.9. Breadboards

A.9.1. Breadboard 90 × 60 cm



Apéndice B

Hojas de especificaciones

A continuación se presentan las hojas de datos de las componentes del sistema de vacío, así como los esquemáticos del sistema de control. El orden de las hojas de especificaciones es:

1. **Bomba de vacío NEXTorr D 200-5** (págs. [119](#) y [120](#))
2. **Shutter DS275VPS-P** (pág. [121](#))
3. **Orden de compra de las piezas de vacío de la Kurt J. Lesker** (págs. [122-126](#))
4. **Orden de compra de ventanas de vidrio de la MDC** (pág. [127](#))
5. **Orden de compra de ventanas de cuarzo de la MDC** (págs. [128](#) y [129](#))
6. **DIO-64 User Manual. Intelligent Digital I/O System. Version 1.04** (págs. [131-133](#)) Únicamente presentamos la portada del manual, así como las especificaciones. El manual completo puede ser encontrado en la página web de Viewpoint: <http://www.viewpointusa.com/product/pxi/dio-64-event-detection-control/>
7. **Esquemático del buffer de entrada [64]** (págs. [134](#) y [135](#))
8. **Esquemáticos de la tarjeta digital [64]** (págs. [136-139](#))
9. **Esquemáticos de la tarjeta analógica flotante [64]** (págs. [140-145](#))
10. **Esquemáticos de la tarjeta analógica referenciada a tierra [64]** (págs. [146-151](#))

B.1. Bomba de vacío NEX Torr D 200-5

NEX Torr D 200-5_Layout 1 28/05/2012 11.06 Pagina 1

NEX Torr® D 200-5



HIGHLIGHTS

General Features

- High pumping speed for all active gases
- Pumping speed for noble gases and methane
- Constant pumping speed for active gases in UHV-XHV
- No intrinsic pressure limitations
- Minimal power requirement during operations
- Extremely compact and light pump
- Reduced magnetic interference
- Able to measure pressure lower than 10^{-9} mbar

Applications

- Improvement of the ultimate vacuum in UHV-XHV systems
- Reduction of the footprint and weight of vacuum systems
- Scanning /transmission electron microscopes
- Surface science equipments
- Portable analysers vacuum instrumentations
- General purpose UHV systems
- Particle accelerators, synchrotron radiation sources and related equipments

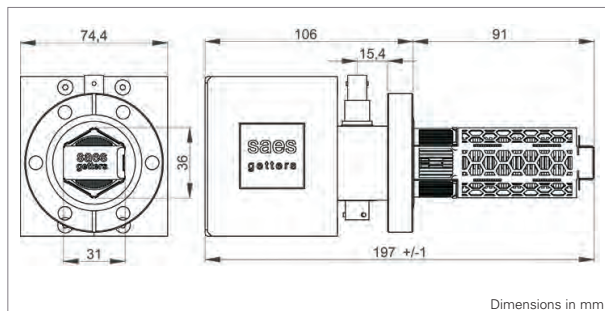
we support your **innovation**

**saes
getters**

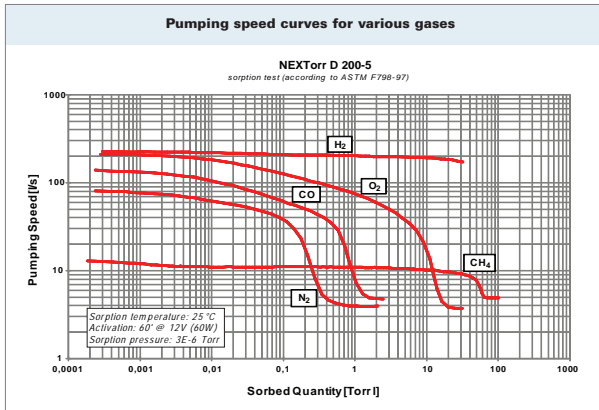
The NEX Torr D 200-5 is an extremely compact pump able to sorb gases very effectively and with large capacity down to the XHV level.

The getter cartridge is made of porous sintered getter disks (St 172) stacked in a highly efficient gas trapping structure featuring pumping speed in excess of 200 l/s (H_2). The cartridge is integrated into a CF 35 flange containing a heating element for the getter activation. After the activation is carried out ($500\text{ }^\circ\text{C} \times 1\text{ h}$), the pump removes gases at room temperature without any need for electric power to operate. On the other side of the same flange, a diode ion pump featuring 6 l/s (Ar) is connected. Gas flows from the vacuum system to the ion pump through an optimized conductance. The optimized conductance and the special internal design of the ion pump allow the maximum exploitation of the ion pump sorption performance.

The configuration of the ion pump with respect of the getter cartridge provides additional pumping synergies. Gases released by the ion pump during the operation, are intercepted and removed by the getter element, with a substantial reduction of back-streaming effects. For the same reasons, increased pumping efficiency for H_2 and CH_4 are obtained. Fine titanium particles which are known to be continuously emitted by ion pumps during operation are also effectively trapped by the getter element, reducing potential contamination of the vacuum system.



Total pump weight (magnets included)	2.2 kg
Total pump volume	0.5 litre
Type of ion pump	Diode
Operation Voltage Ion Element	5.0 kVdc
Operation Voltage NEG Element	12 Vdc



Initial pumping speed (l/s)	Gas	NEG activated	NEG saturated
	O ₂	200	4
	H ₂	200	6
	CO	140	5
	N ₂	80	4
	CH ₄	13	5
	Argon ¹	6	6
Sorption capacity (Torr-l)	Gas	Single run capacity ²	Total capacity ³
	O ₂	9	>1000
	H ₂	280	N/A ⁴
	CO	0.8	>240
	N ₂	0.3	>50
	CH ₄	55	50,000 hours at 10 ⁻⁶ Torr
NEG section	Getter alloy type		St 172
	Alloy composition		Zr/Fe
	Getter mass (g)		28 g
	Getter surface (cm ²)		238
ION section	Voltage applied		DC+5kV
	Number of Penning cells		4
	Standard bake-out temperature		150 °C

¹ Measured at 3x10⁻⁷ Torr.

² Capacity values with the NEG element at room temperature, corresponding to a drop of the pumping speed to 10% of its initial value. A drop to 50% has been considered in the case of CH₄.

³ Total capacity values for each single gas obtained after many reactivations (getter fully consumed). Capacity values for the various gases are not additive (a getter fully reacted with one gas specie will not sorb another gas).

⁴ After the getter element has reached its room temperature H₂ capacity (280 Torr-l) it can be "regenerated": The regeneration process extracts the H₂ stored in the getter. After being regenerated, the pump can start pumping H₂ again.

Ordering Information

Product	Product description	Code
NEXTorr PUMP	NEXTorr D 200-5	5H0170
Pump power supply	NEXTorr PS NIOPS-03	3B0408
Power supply cables	NEXTorr KIT OF CABLES-03	3B0409
Power supply input cable	NIOPS INPUT CABLE	3B0398
Output cable ION element	NIOPS03-OUTPUT CABLE ION-3MT	3B0410
Output cable NEG element	NIOPS03-OUTPUT CABLE NEG-3MT	3B0411



NEXTorr® D 200-5

The SAES Getters Group manufacturing companies are ISO9001 certified, the Asian and Italian companies are ISO14001 certified also. Full information about our certifications for each company of the Group is available on our website at: www.saesgetters.com

D.VS.107.3



SAES Getters Group
www.saesgetters.com
neg_technology@saes-group.com

B.2. Shutter

► Viewport Shutters

1

Flanges, Fittings, & Components

■ KJLC Viewport Shutters

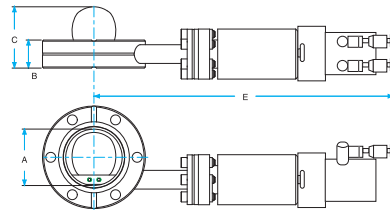
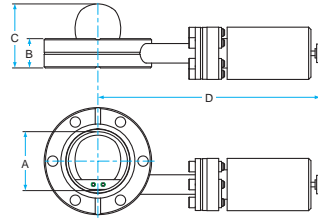
- Prevent deposition materials from depositing on and ruining viewports
- Shutters are opened in safe conditions, closed while deposition occurs
- Operate to base pressures below 10^{-9} Torr
- Bakeable to 250° C

■ Manual Viewport Shutters

- Feature a circular flapper plate 90° mounted on a tangential axis, sweeping through
- Flapper plate is rotated by a magnetic rotary drive feedthrough
- Feedthrough knob houses a thumb screw to keep the flapper open in a desired position and to adjust the drive torque

■ Pneumatic Viewport Shutters

- Solenoid-operated spool valve switches compressed gas between actuator ports (energized to sweep, de-energized to return [not Included])
- Pneumatic actuator has adjustable stops for sweep adjustment
- Flow regulators are installed at each port to regulate air pressure
- Actuator assembly is easily removable with two cap screws for bakeout
- 98 psi maximum input air pressure



NOTE: We strongly recommend shutters for evaporation and sputtering systems in which material may deposit on the viewport viewing area.

NOTE: The "E" dimension is applicable to only the pneumatic viewport shutters, whereas the "D" dimension is applicable to the manual viewport shutters.

Shutter Type	CF Flange O.D.	Mating Viewports*	Gasket Reference* (2 Required)	Bolt Set Reference*	Dimensions (in.)					Part No.	Price
					A	B	C	D	E		
Manual	2½"	VPZL-275	VZCUA38	HBS25028225	1.51	0.75	1.75	5.63	N/A	DS275VPS	Call
Pneumatic	2½"	VPZL-275	VZCUA38	HBS25028225	1.51	0.75	1.75	N/A	8.38	DS275VPS-P	Call
Manual	4½"	VPZL-450	VZCUA64	HBS31224250	2.51	0.68	2.38	6.50	N/A	DS450VPS	Call
Pneumatic	4½"	VPZL-450	VZCUA64	HBS31224250	2.51	0.68	2.38	N/A	9.25	DS450VPS-P	Call
Manual	4½"	VPZL-463	VZCUA76	HBS31224250	3.01	0.75	2.50	6.56	N/A	DS462VPS	Call
Pneumatic	4½"	VPZL-463	VZCUA76	HBS31224250	3.01	0.75	2.50	N/A	9.31	DS462VPS-P	Call
Manual	6"	VPZL-600	VZCUA100	HBS31224300	4.01	0.78	3.19	7.19	N/A	DS600VPS	Call
Pneumatic	6"	VPZL-600	VZCUA100	HBS31224300	4.01	0.78	3.19	N/A	9.94	DS600VPS-P	Call
Manual	8"	VPZL-800	VZCUA150	HBS31224300	6.02	0.87	5.41	7.88	N/A	DS800VPS	Call
Pneumatic	8"	VPZL-800	VZCUA150	HBS31224300	6.02	0.87	5.41	N/A	10.63	DS800VPS-P	Call

* Part numbers for reference only, not included.

B.3. Orden de compra de las piezas de vacío de la Kurt J. Lesker

Kurt J. Lesker[®] Company

1925 Route 51
Jefferson Hills, PA 15025 US

Quotation

Number: SQ_113644-1
Date: 04 Nov 2014
Quote expiration date: 27 Feb 2015
Page: 1 of 5

Toll Free Number: 800.245.1656
Telephone: 412.387.9200
Fax: 412.384.2745
E-mail: sales@lesker.com
Federal Tax ID: 25-1193626
Internet Address: www.lesker.com

Remit to:
By Check: P.O. Box 951677, Cleveland, OH 44193
By ACH: PNC Bank, ABA 043000096, Account 1135830997
By Wire TT: PNC Bank, 500 First Avenue, Pittsburgh, PA 15219 USA
SWIFT: PNCCUS33, Account 1135830997
Beneficiary: Kurt J. Lesker Company

Sold to UNAM-Instituto de Fisica Quantum Matter Laboratory Apartado Postal 20-364 Distrito Federal 01000 Mexico		Ship to UNAM-Instituto de Fisica Quantum Matter Laboratory Apartado Postal 20-364 Distrito Federal 01000 Mexico	
Customer PO Number	Mode of delivery	Collect Account	Method of payment
	Call Freight Forwarder		Cash in Advance
Terms of delivery: FCA Factory - Collect (INCOTERMS 2010)			
Order Contact: Jorge Seman 52.55.5622.5000 seman@fisica.unam.mx			
Sales Contact: Maria C. Ammon 412.387.9200 mariaa@lesker.com			

Quantity	Unit	Item number Description	Availability	Net weight per unit	Net weight	Unit price	Net amount per unit	Extended Sales Price
8	EA	T-0275 TEE, SS, 2.46"A, 1.5"OD, 2.75" FLANGE	In Stock	2.100 LB	16.800 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
2	EA	T-0133 TEE, SS, 1.5"A, .75"OD, 1.33" FLANGE, UHV FITTING	In Stock	0.350 LB	0.700 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
1	EA	MEW1030551C3 BELLOWS,E-W,1.03"OD,.55"ID, 1 SEG,1.33"UHV,EXTENDED CUFFS	8 Weeks	0.180 LB	0.180 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 8307.10.0000								
5	EA	FN-0275 NIPPLE,FULL,SS,4.93"OAL,2-3/4" OD UHV,1-1/2"OD TUBE	In Stock	1.500 LB	7.500 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
1	EA	FN-0133 NIPPLE,FULL,SS,3"OAL,1-1/3"OD UHV,3/4"OD TUBE	In Stock	0.270 LB	0.270 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
1	EA	C6-0275 CROSS, 6-WAY, SS, 1.50" TUBE OD 2-3/4" CF, 2.46" "A" DIM	In Stock	4.100 LB	4.100 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
6	EA	RF275X133M REDUCING FLANGE, 2-3/4" X 1.33 MINI, M4 X 0.7 TAPPED HOLES	In Stock	0.750 LB	4.500 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7307.21.0000								

continued on next page



... vacuum science is our business
Distributors & Manufacturers of Ultra-High and High Vacuum Equipment and Supplies

Quotation

Quantity	Unit	Item number Description	Availability	Net weight per unit	Net weight	Unit price	Net amount per unit	Extended Sales Price
2	EA	RF450X275M REDUCING FLANGE, 4-1/2" OD X 2-3/4" FLG, M6 X 1.0 TPD HOLES	8-9 Weeks	2.500 LB	5.000 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7307.21.0000								
3	EA	CRN275X133 NIPPLE,REDUCER,CONICAL,2-3/4" FXD UHV TO 1-1/3"ROT UHV	In Stock	1.000 LB	3.000 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
1	EA	CRN450X275 NIPPLE,REDUCER,CONICAL,SS, 4-1/2"FXD UHV TO 2-3/4"ROT UHV	In Stock	3.000 LB	3.000 LB			
Item commodity code 7307.29.0000								
14	EA	F0275X000NM FLANGE,UHV,SS,BLANK,FXD,2.75" OD,M6 X 1.0 TPD HOLES A25270400D00002T	In Stock	0.800 LB	11.200 LB			
Item commodity code 7307.21.0000								
10	EA	F0133X000NM FLANGE,UHV,SS,BLANK,FIXED, 1.33"OD,M4 X 0.7 TPD HOLES	Unknown	0.100 LB	1.000 LB			
Item commodity code 7307.21.0000								
2	EA	F0450X000NM FLANGE,UHV,SS,BLANK,FXD,4.5" OD,M8 X 1.25 TPD HLS	In Stock	2.800 LB	5.600 LB			
Item commodity code 7307.21.0000								
4	EA	L-0275 ELBOW, RADIUS, 2.46"A, 1.5"OD, 2.75" FLANGE, UHV FITTING	In Stock	1.400 LB	5.600 LB			
Item commodity code 7307.23.0000								
2	EA	L-0133 ELBOW, RADIUS, 1.5"A, .75"OD, MINI FLANGE, UHV FITTING	In Stock	0.220 LB	0.440 LB			
Item commodity code 7307.23.0000								
2	EA	EFT0043033 ELECT F/T,500V,12A,(4).032" CU COND,2.75"UHV	In Stock	1.000 LB	2.000 LB			
Item commodity code 8536.90.8085								
1	PK	FTAIBC041 INLINE BARREL CONNECTOR,10/PKG .041"ID,.5"LONG,10A,Be-CU	In Stock	0.200 LB	0.200 LB			
Item commodity code 8536.90.4000								
1	EA	FTAIBC058 INLINE BARREL CONNECTOR,10/PKG .058"ID,.5"LONG,15A,Be-Cu	In Stock	0.063 LB	0.063 LB			
Item commodity code 8536.90.4000								
2	EA	EFT0313373 ELECT F/T,3KV,250A,(1).375" CU COND,2.75"UHV	In Stock	0.900 LB	1.800 LB			
Item commodity code 8535.90.8090								

continued on next page



Quotation

Quantity	Unit	Item number Description	Availability	Net weight per unit	Net weight	Unit price	Net amount per unit	Extended Sales Price
16	PK	GA-0275 GASKET, COPPER, 2-3/4" FLANGE, 1.895"OD,1.451"ID,10/PKG	In Stock	0.320 LB	5.120 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
6	PK	GA-0133 GASKET, COPPER, MINI FLANGE, .837"OD,.640"ID 10/PKG	In Stock	0.070 LB	0.420 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
3	PK	GA-0450 GASKET, COPPER, 4-1/2" FLANGE 3.243"OD,2.506"ID,10/PKG	In Stock	0.900 LB	2.700 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
1	PK	GA-0600 GASKET, COPPER, 6" FLANGE, 4.743"OD,4.006"ID 10/PKG	In Stock	1.340 LB	1.340 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
7	EA	GA-0275NIA GASKET,NICKEL,ANNEALED,2.75" FLANGE,1.894"OD,1.535"ID	In Stock	0.250 LB	1.750 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
1	PK	VGC0275S GASKET CLIPS FOR CF FLGS,10/PK	In Stock	0.200 LB	0.200 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
2	EA	DFF133X000 DBL FACED MINI BLANK UHV FLNG	In Stock	0.100 LB	0.200 LB			
Item commodity code 7307.21.0000								
4	EA	DFF275X000 FLANGE,UHV,SS,DOUBLE SIDED, BLANK,2.75"UHV	In Stock	0.700 LB	2.800 LB			
Item commodity code 7307.21.0000								
1	EA	DS275VPS-P VIEWPORT SHUTTER,2-3/4"UHV W/PNEUMATIC MAGI-DRIVE	In Stock	3.050 LB	3.050 LB			
Item commodity code 8486.90.0000								
6	EA	54132-GE02 ANGLE VALVE, SS, SERIES 54, ALL METAL, DN40CF ROTATABLE FLANGE , HEXAGON HEAD	In Stock	5.500 LB	33.000 LB			
Item commodity code 8481.80.3090								
4	EA	54124-GE02 ANGLE VALVE, SS, SERIES 54, ALL METAL, DN16CF ROTATABLE FLANGE , HEXAGON HEAD	In Stock	1.750 LB	7.000 LB			
Item commodity code 8481.80.3090								
2	EA	VPZL-275 VIEWPORT,ZERO-LENGTH,KOVAR SLEEVE, 2-3/4" UHV	In Stock	0.650 LB	1.300 LB			
Item commodity code 8479.90.9498								

continued on next page



Quotation

Quantity	Unit	Item number Description	Availability	Net weight per unit	Net weight	Unit price	Net amount per unit	Extended Sales Price
1	EA	MH-CF-A40 FLEX HOSE,SS,40"OAL,1-1/3"UHV FLGS,3/4"ID,.008"WALL	6 Weeks	0.800 LB	0.800 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 8307.10.0000								
1	EA	MH-CF-C30 FLEX HOSE,SS,30"OAL,2-3/4"UHV FLGS,1-1/2"ID,.010"WALL	In Stock	2.250 LB	2.250 LB			
Item commodity code 8307.10.0000								
1	EA	VZGRT GASKET REMOVAL TOOL	In Stock	0.200 LB	0.200 LB			
Item commodity code 8484.90.0000								
2	EA	VZTL-4OZ THREAD LUBRICANT,4 OZ TUBE	In Stock					
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 2710.19.3750								
3	EA	CU6-0275M CUBE,6-WAY,2.75"UHV,"A"-1.38", M6 X 1.0 TPD HOLES	6 Weeks	3.250 LB	9.750 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7307.29.0000								
10	PK	HBSM4X20 BOLT AND NUT SET 4X20MM FOR 34MM OD FLANGE, 25	1 Week	0.250 LB	2.500 LB			
Item commodity code 7318.15.2000								
10	PK	HBSM6X35 HEX BOLT SET,(25),B,N,W,M6X35 FOR 2-3/4" FLANGES	In Stock	0.700 LB	7.000 LB			
Item commodity code 7318.15.9000								
10	PK	HBSM6X50 BOLT & NUT SET, 6 X 50MM, 25	4 Weeks	0.900 LB	9.000 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7318.15.2000								
2	EA	HBSM8X45 BOLT & NUT SET, 8 X 45MM, 25	In Stock	1.600 LB	3.200 LB			
Item commodity code 7318.15.2000								
3	EA	SBKM4X16 SOCKET BOLTS W/WASHER,SS, M4X16, 25 PER SET	4 Weeks	0.350 LB	1.050 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7318.15.2000								
6	PK	HBKM6X25 HEX BOLT KIT FOR 2-1/8"&2-3/4" TAPPED FLG,(25)M6X25MM& WASHRS	In Stock	0.420 LB	2.520 LB			
Item commodity code 7318.15.9000								

continued on next page



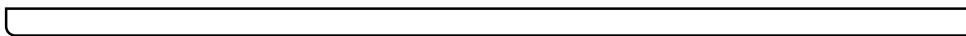
Quotation

Quantity	Unit	Item number Description	Availability	Net weight per unit	Net weight	Unit price	Net amount per unit	Extended Sales Price
1	PK	HBKM8X35 BOLT KIT, M8 X 35MM, 25/PKG, FOR 114 & 152MM OD TAPPED FLGS	In Stock	1.000 LB	1.000 LB			
Item commodity code 7318.15.2000								
2	EA	PN-0133M PLATE NUT SET, FOR 1-1/3"OD UHV FLGS, 24/SET, METRIC M4	In Stock	0.250 LB	0.500 LB			
Item commodity code 7318.15.9000								
3	EA	PN-0275M PLATE NUT SET, FOR 2-3/4"OD UHV FLGS, 24/SET, METRIC M6	In Stock	0.500 LB	1.500 LB			
Item commodity code 7318.15.9000								
1	EA	PN-0450M PLATE NUT SET, FOR 4-1/2"OD UHV FLGS, 24/SET, METRIC M8	4 Weeks	0.500 LB	0.500 LB			
*** No Cancel No Return Item ***								
Item commodity code 7318.15.2000								

Sales Balance: USD
Misc. charges: USD
Sales tax: USD
Total: USD

Terms and Conditions

Kurt J. Lesker Company Standard Terms and Conditions of Sale (LEF-203) shall apply to, and are incorporated by this reference into, the agreement(s) for the transaction(s) proposed or described in this document. These Terms and Conditions are delivered with this document and are printed in our Global Vacuum Product Guide catalog (9th Edition). They can be viewed on our website (www.lesker.com) and also can be obtained by email request to sales@lesker.com or by calling 1-800-245-1656.



B.5. Orden de compra de ventanas de cuarzo de la MDC

MDC VACUUM PRODUCTS, LLC
 23842 Cabot Blvd.
 HAYWARD, CA 94545

Toll Free.....: 800-443-8817
 E-mail.....: Sales@mdcvacuum.com
 Web: www.mdcvacuum.com



Attn: DR. JORGE A. SEMAN
 INSTITUTO DE FISICA
 INSTITUTO DE FISICA
 PO BOX 20-364
 MEXICO CITY, Mexico

52 55 5622 5000x2602
 seman@fisica.unam.mx

Prepared by: Christine Guenther
 Telephone: 941-751-2880 x3130
 Email: cguenther@mdcvacuum.com

Sales Rep: House Accounts
 Telephone
 E-mail

Quotation

Number: SQ-00027273-1
 Date: 11/5/2014
 Page: 1 of 2
 Requisition: Inquiry about viewpo
 Quotation deadline.....: 12/5/2014
 Terms.....: Prepaid
 Delivery terms.....: COL
 Lead time: 6-8 WKS A.R.O.

Line	Catalog / Part number	Description	Quantity	Unit price	Disc. pct.	Amount
0.00	ISI SPECIAL	ISI SPECIAL (REF QUOTE#27273) SPCL VP UV GRD ZEROL 1.5in 2.73,BBAR COATING 532, 671, OR 1064nm ** Delivery based on the lead-time quoted above ** 2 weeks of this time is Engineering & drawing approval ** Should design changes occur lead time will be adjusted accordingly. **	8.00			
1.00	ISI SPECIAL	ISI SPECIAL (REF QUOTE#27273) SPCL VP UV GRD ZEROL 0.75in 1.33, BBAR COATING 532, 671, OR 1064nm ** Delivery based on the lead-time quoted above ** 2 weeks of this time is Engineering & drawing approval ** Should design changes occur lead time will be adjusted accordingly. **	10.00			
2.00	ISI SPECIAL	ISI SPECIAL (REF QUOTE#27273) SPCL VP SAPH 1.5in DS 2.75 ,BBAR COATING 671nm ** Delivery based on the lead-time quoted above ** 2 weeks of this time is Engineering & drawing approval ** Should design changes occur lead time will be adjusted accordingly. **	1.00			

When placing an order for the items listed above, please return this quotation with a purchase order.

VACUUM PRODUCTS
 23842 CABOT BLVD
 HAYWARD, CA 94545
 800-443-8817

INSULATOR SEAL
 6460 PARKLAND DRIVE
 SARASOTA, FL 34243
 800-548-9509

GAS DELIVERY PRODUCTS
 625 WOOL CREEK DR., STE G
 SAN JOSE, CA 95112
 866-926-3754

MDC VACUUM PRODUCTS, LLC
 23842 Cabot Blvd.
 HAYWARD, CA 94545

Toll Free.....: 800-443-8817
 E-mail.....: Sales@mdcvacuum.com
 Web: www.mdcvacuum.com



Attn: DR. JORGE A. SEMAN
 INSTITUTO DE FISICA
 INSTITUTO DE FISICA
 PO BOX 20-364
 MEXICO CITY, Mexico

52 55 5622 5000x2602
 seman@fisica.unam.mx

Prepared by: Christine Guenther
 Telephone: 941-751-2880 x3130
 Email: cguenther@mdcvacuum.com

Sales Rep: House Accounts
 Telephone
 E-mail

Quotation

Number: SQ-00027273-1
 Date: 11/5/2014
 Page: 2 of 2
 Requisition: Inquiry about viewpo
 Quotation deadline.....: 12/5/2014
 Terms.....: Prepaid
 Delivery terms.....: COL
 Lead time: 6-8 WKS A.R.O.

Line	Catalog / Part number	Description	Quantity	Unit price	Disc. pct.	Amount
3.00	ISI SPECIAL	ISI SPECIAL (REF QUOTE#27273) SPCL VP SAPH UV 0.625in DS 1.33,BBAR COATING 671nm ** Delivery based on the lead-time quoted above ** 2 weeks of this time is Engineering & drawing approval ** Should design changes occur lead time will be adjusted accordingly. **	1.00			
4.00	ISI SPECIAL	ISI SPECIAL (REF QUOTE#27273) SPCL ZeroProfileViewport, 2.75"OD, Glass, BBAR COATING 671nm ** Delivery based on the lead-time quoted above ** 2 weeks of this time is Engineering & drawing approval ** Should design changes occur lead time will be adjusted accordingly. **	4.00			
5.00	450002	REF# VP-150 Zero Profile Viewport, 2.75"OD 7056 Glass (NO COATING)	4.00			
Sales total		Misc. charges	Sales tax	Total		

When placing an order for the items listed above, please return this quotation with a purchase order.

VACUUM PRODUCTS
 23842 CABOT BLVD
 HAYWARD, CA 94545
 800-443-8817

INSULATOR SEAL
 6460 PARKLAND DRIVE
 SARASOTA, FL 34243
 800-548-9509

GAS DELIVERY PRODUCTS
 625 WOOL CREEK DR., STE G
 SAN JOSE, CA 95112
 866-926-3754

B.6. Manual de la tarjeta de control de eventos DIO64

B.6.1. Portada del manual

DIO-64 User Manual

Intelligent Digital I/O System

Version 1.04



B.6.2. Especificaciones

Specifications

These specifications are typical for 25 °C unless otherwise noted.

Digital I/O

Number of channels 64 input/output (4 banks of 16 bits)
 4 control pins
 Compatibility 5 V TTL / CMOS

Digital logic levels

Level	Minimum	Maximum
Input low voltage	-0.5 V	0.8 V
Input high voltage	2 V	5.5 V
Input leakage current	± 01. uA	±5uA
Sink Current		24 mA
Setup time to scan clock	5 ns	
Output low voltage ($I_{out}=24mA$)	-	0.55 V
Output high voltage* ($I_{out}=24mA$)	4.2 V	-
Source Current		24 mA
Propagation delay from scan clock		25 ns

Power-on state for outputs High-impedance,
 pulled up or down,
 10 kOhm (selectable, every 8 bits)

PCI, PXL..... DMA, interrupts, programmed I/O

Operation

The DIO64 input mode monitors a specified number of digital input bits at a particular scan rate. This scan rate determines the minimum pulse duration that can be sampled. If any digital input changes from one scan to the next, the DIO64 saves the current time and state of all the digital inputs in a FIFO. This FIFO is read by the application, and the sampled data can be processed.

The DIO64 output mode allows an application to describe a digital waveform that will be driven out the digital output bits. The application describes this waveform as a series of scans. Each scan has a timestamp and the digital data. The DIO64 will drive the next scan out when its timer has reached the time specified by the scan's timestamp. The DIO64 also allows the waveform to repeat for a fixed or continuous number of times.

The DIO64 can perform both input and/or output modes without sacrificing performance.

Direction Input or output in the following permutations:

Bank			
A	B	C	D
In	In	In	In
Out	In	In	In
Out	Out	In	In
Out	Out	Out	In
Out	Out	Out	Out

Performance Benchmarks

		Input/Output	
		16 or 32 bit	48 or 64 bits
Max Scan Rate	Internal Clock	20 MHz	
	External Clock	16 MHz	
Max Burst Transfer Rate <small>(filling internal FIFO, < 512 scans, millions scans/second)</small>		20.0	
Max Sustained Transfer Rate <small>(filling driver's FIFO, millions scans/second)</small>		12.5	8.0
Max Continuous Transfer Rate <small>(filling application buffers, millions scans/second, benchmarked on Dell Dimension GX 240, 1.8 GHz PC)</small>		1.6	1.0

Memory

Input..... 512 scan onboard FIFO
Output..... 512 scan onboard FIFO

Clock Sources

Major clock sources..... 40 MHz crystal (±100 ppm)
External clock
RTSI Clk (PCI only)
PXI Clock (PXI Only)
Optional 10 MHz oven controlled crystal (±100 ppb)

Bus Interfaces

PCI, PXI Master, slave

RTSI Features (PCI only)

Trigger lines..... Trigger 0-6 as I/O via internal Register
RTSI Clock..... generate and use

PXI Features (PXI only)

Trigger lines..... 7
Star Trigger..... controller and peripheral
PXI 10 Clock generate and use

Power Requirements

	+5 VDC (+/-10%)*	
Device	Typical	Maximum
PCI/DIO-64	1 amp	4.5 amp
PXI/DIO-64	1 amp	4.5 amp

Physical

Dimensions**PCI** 6.9 by 4.2 in. (17.5 by 10.7 cm)
PXI STD 3U

Connectors

External.....100 pin 0.05" center female D subminiature
 RTSI.....34 pin 0.1" center male ribbon (PCI only)

Environment

Operating Temperature0-70 °C

Oven-Controlled Crystal Oscillator (OCXO) (optional)

Frequency10 MHz
 Stability100 ppb
 Duty Cycle40% to 60%
 Warm-up time (to within 0.1 ppm of
 operating frequency).....3 minutes @ 25 °C
 Frequency stability versus supply
 Aging.....±4ppm in 10 years max, ±1ppm/year
 Power Supply effect±0.06ppm max
 Optional frequency adjustment±15 ppm range

Note: You can use the OCXO to replace the PXI 10 MHz backplane clock when the DIO-64 is installed in the PXI star trigger slot. (PXI only)

\\Thor\thor_data\projects\DI0128_Interface\input_buffer_rev02.bom

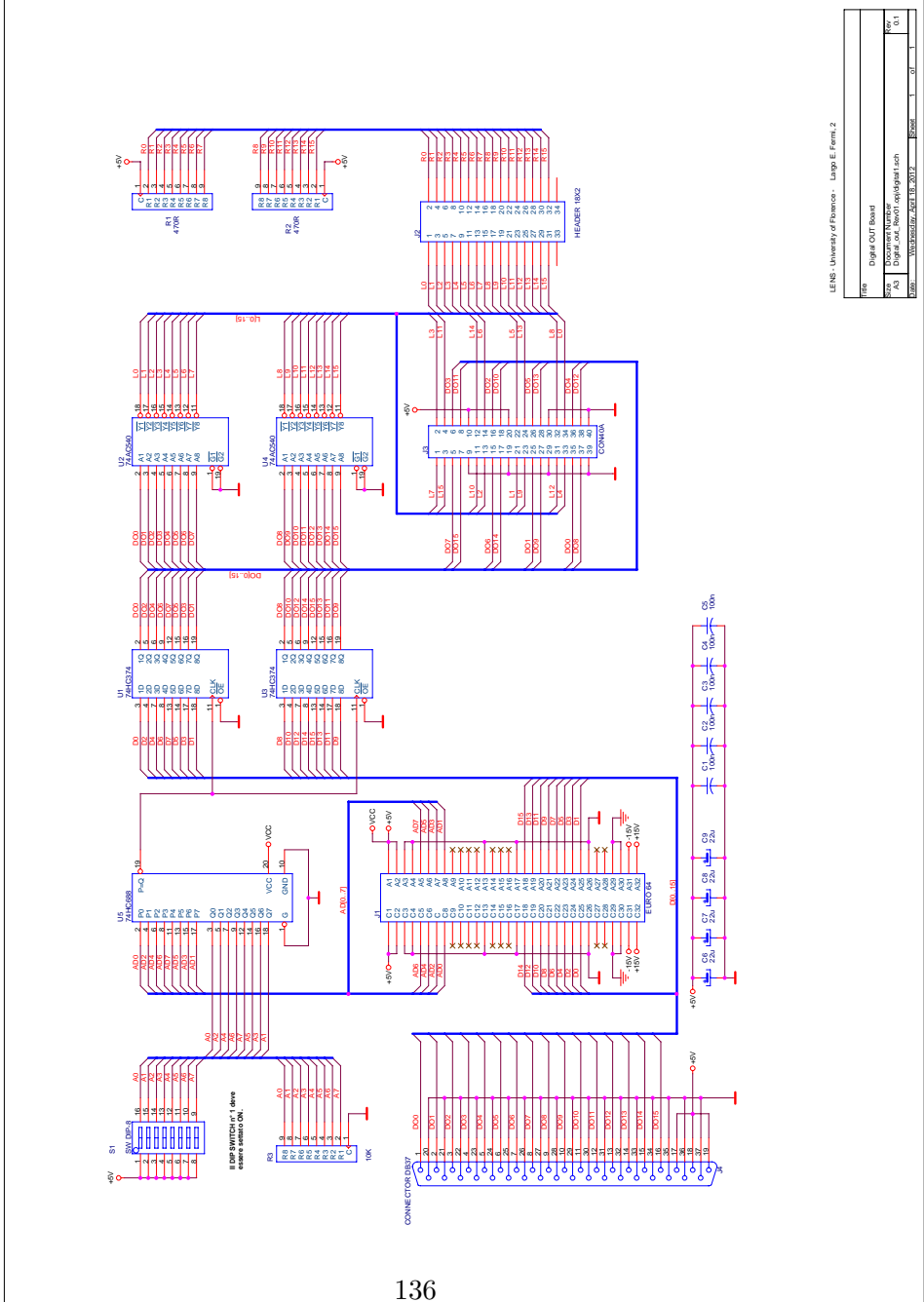
1: INPUT BUFFER BOARD Revised: Thursday, February 21, 2008
 2: inbuffer.sch Revision: 01

10: Bill Of Materials March 17, 2008 14:50:17 Page1

11: Item	12: Quantity	13: Reference	14: Description	15: Value	16: Supplier Ref
15: 1	1	C1	Condensatore Cer. 50V	33p	
16: 2	1	C2	Condensatore Cer. 50V	0p	
17: 3	2	C4, C3	Condensatore Tant. a goccia 25V	10u	
18: 4	19	C5, C6, C7, C8, C9, C10, C11, C23, C24, C25, C26, C27, C28, C29, C30, C31, C32, C33, C34	Condensatore Cer. 50V	100n	
20: 1	2	C15, C14			
21: 5	2	ISO1, ISO2, ISO3, ISO4, ISO5, ISO6, ISO7, ISO8, ISO9, ISO10, ISO11, ISO12	Condensatore Tant. a goccia 25V	22u	
22: 6	12		Optocoupler 8PIN DIP	HCFL2231	
23: 1	1	J1	Connettore per Flat Cable 50PIN M da PCB 90gradi	HEADER 25X2	Disco 836-294
24: 7	1	J2	Connettore DIN41612 64PIN AC M 90° da PCB	EURO 64	
25: 8	1	J3	Connettore per Flat Cable 50PIN M da PCB Diritto	HEADER 25X2	Disco 836-267
26: 9	1	J4	Connettore 5PIN P5.08	COM5	
27: 10	1	P1	DC/DC Converter DC/DC	NDT50505C	
28: 10	1	P2	Resistenza 1/4W 1k	7K5	
29: 11	1	R1, R2	Rete resistiva 9PIN SIL	1K	
30: 12	2	R3, R4, R5, R6, R7	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC541	
31: 13	3	U1, U2, U3	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC540	
32: 14	3	U4, U5, U6	Circuito Integrato 14PIN DIP	74HC86	
33: 15	3	U7			
34: 16	1	U7			
35: 1	1				

B.8. Esquemáticos de la tarjeta digital

B.8.1. tarjeta



Rev	Digital Out Board
Rev	Digital Out Board
Rev	Digital Out Board
Rev	Digital Out Board
Rev	Digital Out Board

Z:\projects\DI0128_Interface\Digital_Out\digital_out_rev02.bom

Digital OUT Board Revised: Wednesday, April 18, 2012
 Digital_out_Rev01.opj/digital1.sch Revision: 0.1

LENS - University of Florence -
 Largo E. Fermi, 2

Bill Of Materials April 18, 2012 12:37:05 Page1

Item	Q.ty	Reference	Part	Value	Supplier Ref
1	5	C1,C2,C3,C4,C5	Condensatore Cer. 50V	100n	
2	4	C6,C7,C8,C9	Condensatore Tant. a goccia 25V	22u	
3	1	J1	Comettore DIN41612 64PIN AC M 90° da PCB	EURO 64	
4	1	J2	Comettore Flat Cable 34PIN M PCB Diritto	HEADER 18X2	
5	1	J3	Comettore Flat Cable 40PIN M PCB Diritto	CON40A	Disco 839-264
6	1	J4	Comettore D 37PIN F da PCB 90° CONNECTOR	DB37	
7	2	R1,R2	Rete Resistiva 9PIN SIL	470R	
8	1	R3	Rete resistiva 9PIN SIL	10K	
9	1	S1	8x Dip Switch	SW DIP-8	
10	2	U1,U3	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC374	
11	2	U2,U4	Circuito Integrato 20PIN DIP	74AC540	
12	1	U5	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC688	

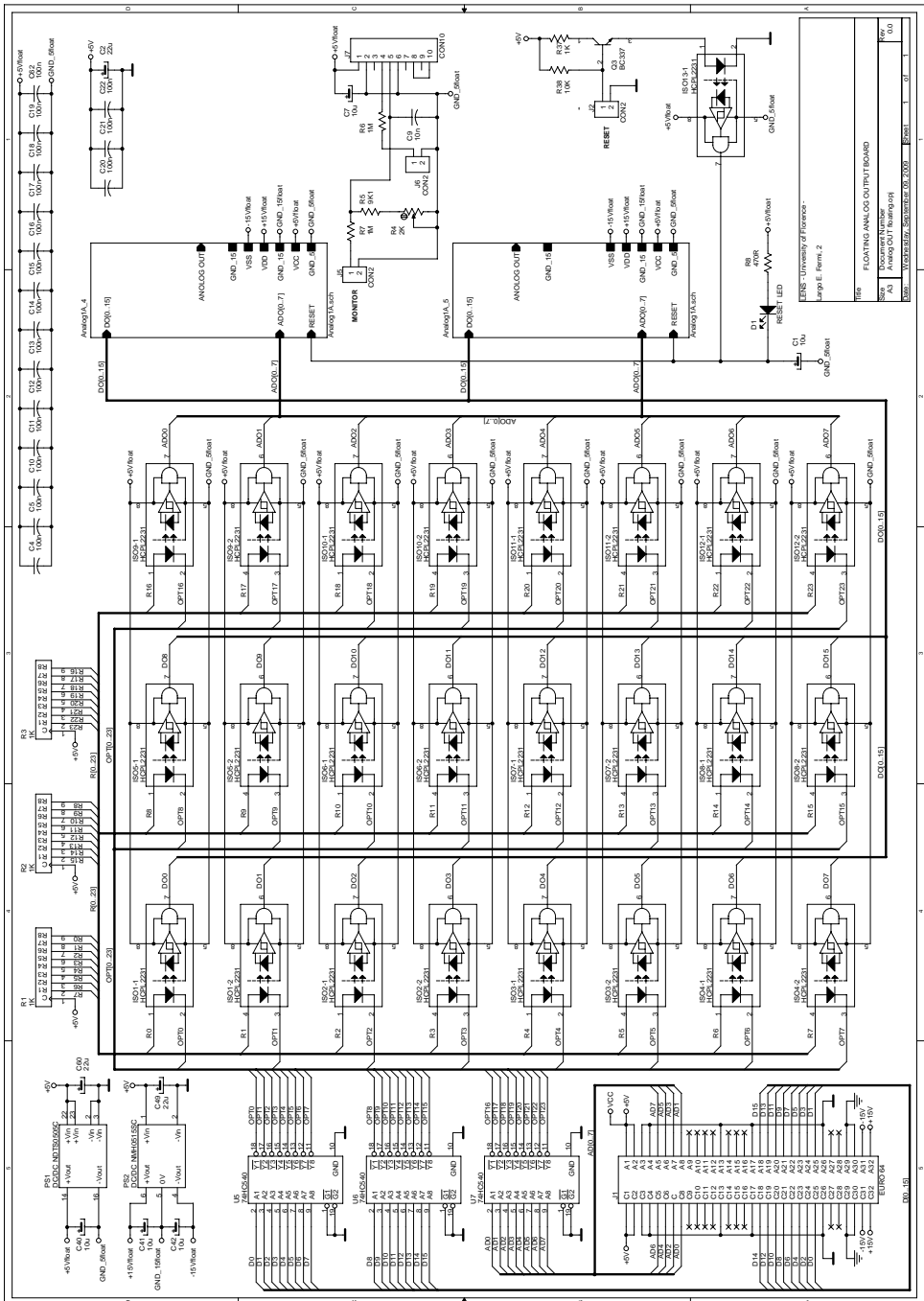
\\Thor\thor_data\projects\DI0128_Interface\digital_out_rev01.bom

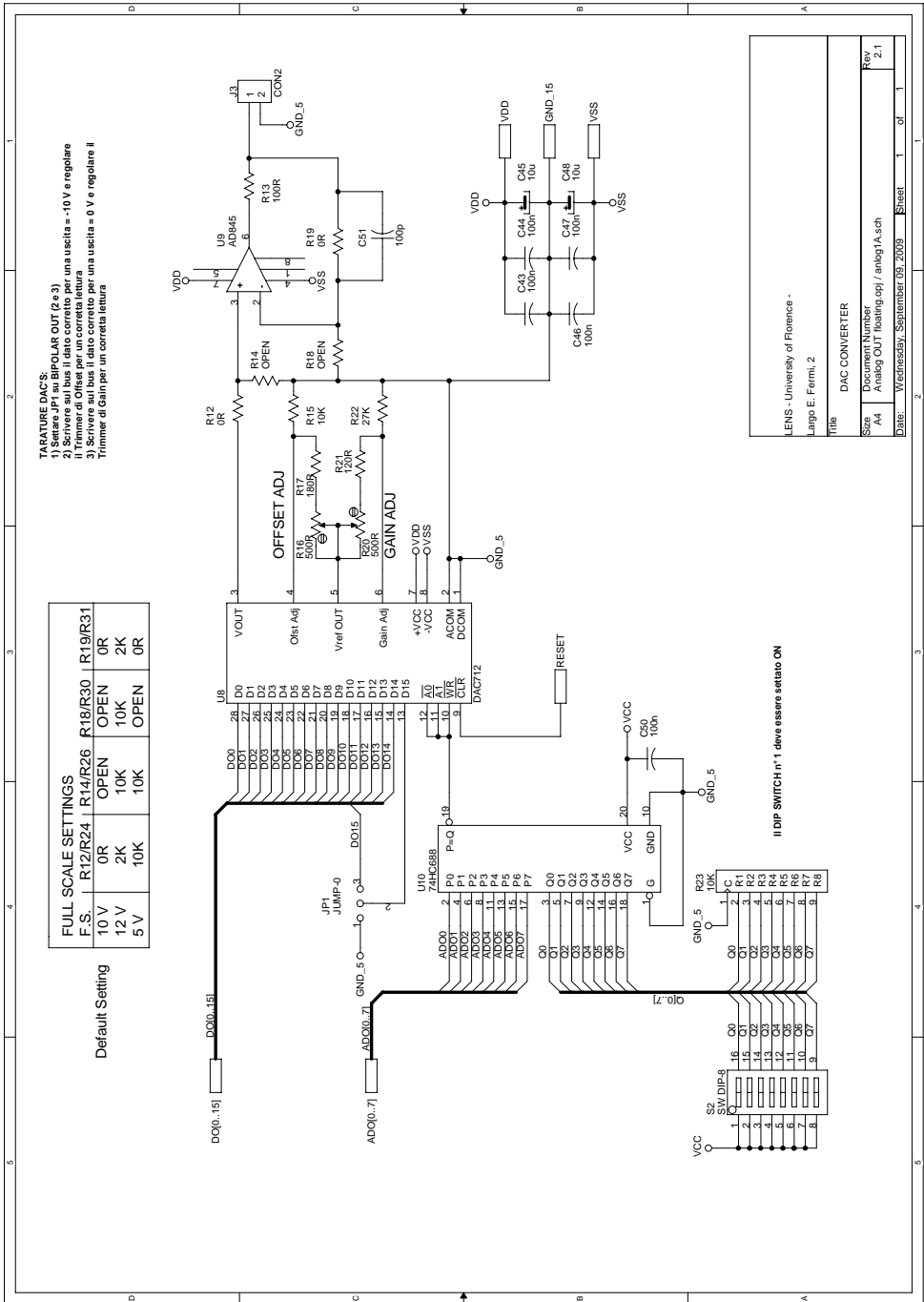
1: Revised: Friday, February 15, 2008
 2: Revision:
 3:

4:
 5:
 6:
 7:
 8:

9:
 10: Bill Of Materials March 17, 2008 14:55:36 Page1

11: Item	12: Quantity	13: Reference	14: Description	15: Value	16: Supplier Ref
15: 1	5	C1,C2,C3,C4,C5	Condensatore Cer. 50V	100n	
16: 2	1	C6	Condensatore tant. a goccia 25V	22u	
17: 3	16	D1,D2,D3,D4,D5,D6,D7,D8, D9,D10,D11,D12,D13,D14, D15,D16	Diodo Led	Verde	
20: 4	1	JP19	Connettore per Flat Cable 40PIN F volante	CON40	Disco 836-180
21: 5	1	J1	Connettore DIN41612 64PIN AC M 90° da PCB	EURO 64	
22: 6	16	J2,J3,J4,J5,J6,J7,J8,J9, J10,J11,J12,J13,J14,J15, J16,J17	Connettore BNC da PCB Dritto	BNC	Farnell 1020960
25: 7	1	J18	Connettore per Flat Cable 40PIN Transition	CON40A	Disco 5/8148
26: 8	1	J19	Connettore per Flat Cable 40PIN M da PCB Dritto	CON40A	Disco 839-264
27: 9	2	R1,R2	Rete Resistiva 9PIN SIL	470R	
28: 10	1	R3	Rete resistiva 9PIN SIL	10K	
29: 11	1	S1	8x Dip Switch	SW DIP-8	
30: 12	2	U1,U3	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC374	
31: 13	2	U2,U4	Circuito Integrato 20PIN DIP	74AC540	
32: 14	1	U5	Circuito Integrato 20PIN DIP	74HC688	





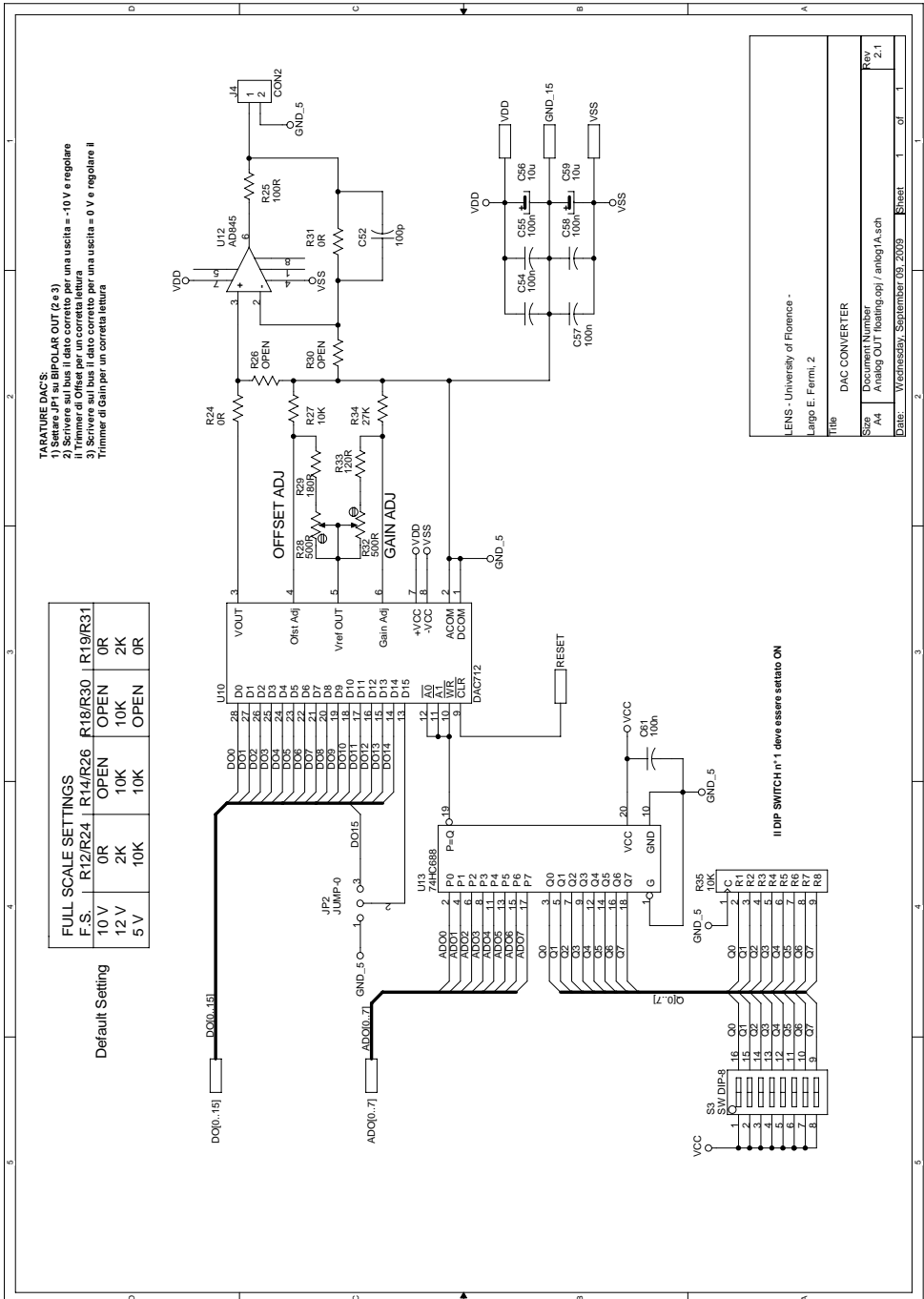
TARATURE DAC'S:
 1) Settare J1 su BIPOLAR OUT (2 e 3)
 2) Scrivere il dato corretto per una uscita = -10V e regolare il Trimmer di Offset
 3) Scrivere sul bus il dato corretto per una uscita = 0 V e regolare il Trimmer di Gain per un corretta lettura

FULL SCALE SETTINGS				
F.S.	R12/R24	R14/R26	R18/R30	R19/R31
10 V	0R	OPEN	OPEN	0R
12 V	2K	10K	10K	2K
5 V	10K	10K	OPEN	0R

Default Setting

IDIP SWITCH n°1 deve essere setato ON

LENS - University of Florence - Largo E. Fermi, 2	
file	DAC CONVERTER
Size	Document Number
A4	Analog OUT (floating.opi) / analog1A.sch
Date:	Wednesday, September 09, 2009
Sheet	1 of 1
Rev	2.1



TARATURE DAC'S:
 1) Settare JF1 su BIPOLAR OUT (2 e 3)
 2) Spostare il trimmer per il dato corretto per una uscita = -10V e regolare il Trimmer di Offset
 3) Scrivere sul bus il dato corretto per una uscita = 0 V e regolare il Trimmer di Gain per un corretta lettura

FULL SCALE SETTINGS			
F.S.	R12/R24	R14/R26	R18/R30
10 V	0R	OPEN	0R
12 V	2K	10K	2K
5 V	10K	10K	0R

Default Setting

LENIS - University of Florence - Largo E. Fermi, 2	
file	DAC CONVERTER
Size	Document Number
A4	Analog OUT floating.opj / analog1A.sch
Date:	Wednesday, September 09, 2009
Sheet	1 of 1
Rev	2.1

1: FLOATING Analog Out Assembly Revised: Friday, February 15, 2008
 2: Assembly.sch
 3: Revision: 1

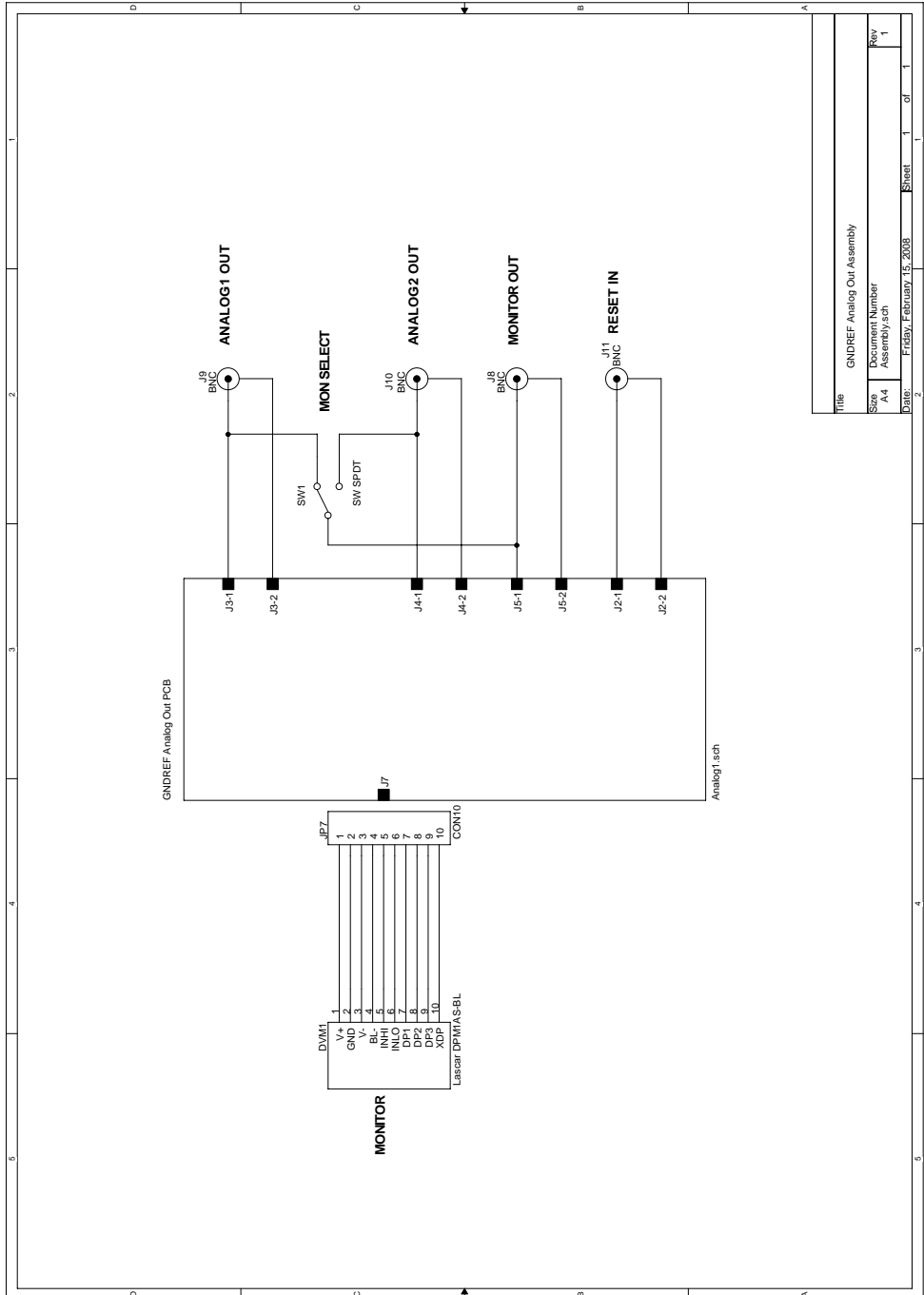
10: Bill Of Materials March 17, 2008 14:35:11 Page1

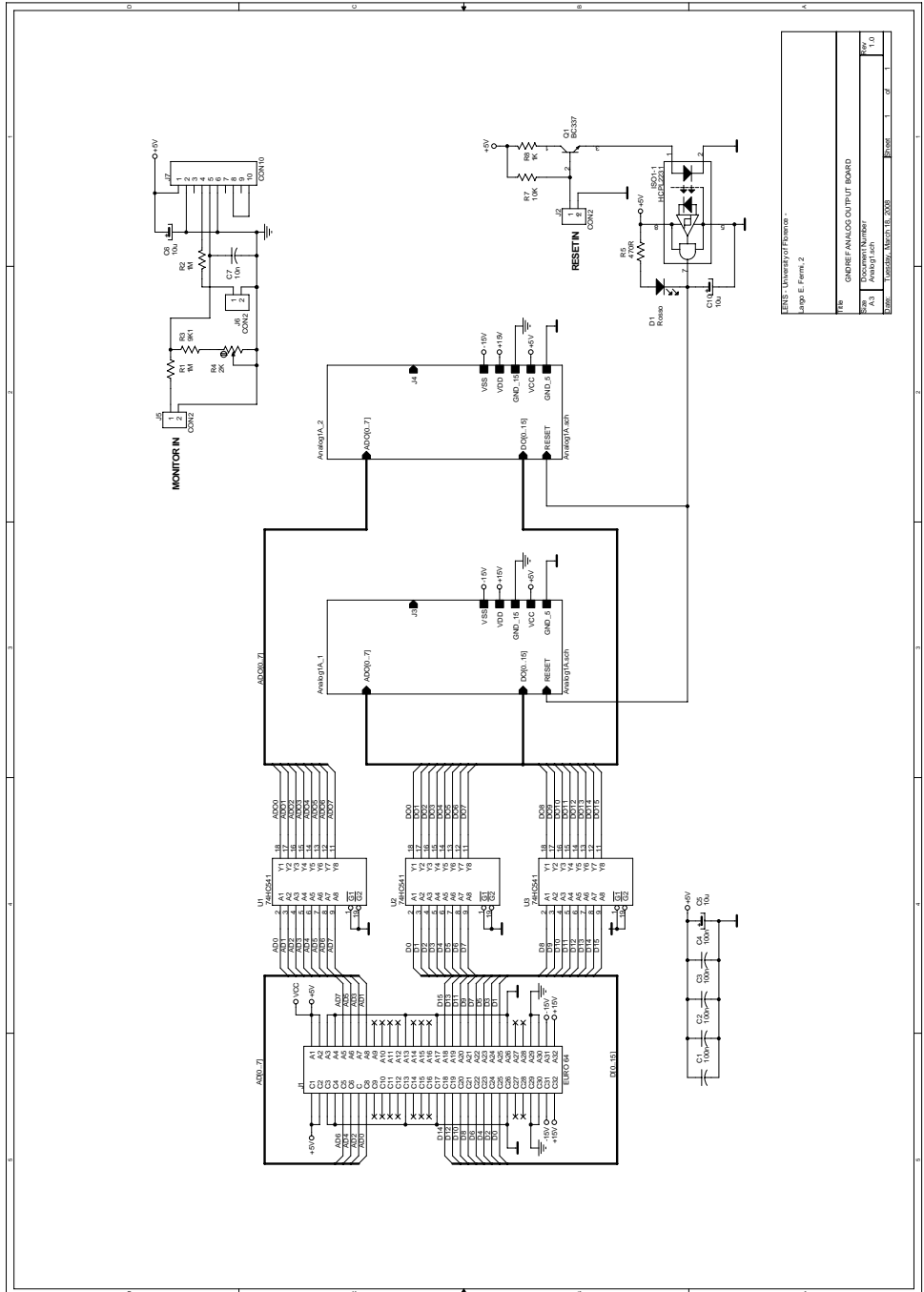
11: Item	12: Quantity	13: Reference	Description	Value	Supplier Ref
15: 1	9	C1,C7,C40,C41,C42,C45,	Condensatore Tant. a goccia. 25V	10u	
16: 2	3	C48,C56,C59			
17: 3	26	C2,C49,C60	Condensatore Tant. a goccia. 25V	22u	
18: 3		C4,C5,C10,C11,C12,C13,	Condensatore Cer. 50V	100n	
19: 3		C14,C15,C16,C17,C18,C19,			
20: 3		C20,C21,C22,C43,C44,C46,			
21: 3		C47,C50,C54,C55,C57,C58,			
22: 3		C61,C62			
23: 4	2	C51,C52	Condensatore Cer. 50V	100p	
24: 5	1	C9	Condensatore Cer. 50V	10n	
25: 6	1	DVM1	Digital Voltmeter Lascar	DPMLAS-BL	RS 419-9328
26: 7	1	D1	Connettore 2PIN SIL	CON2	
27: 8	13	ISO1,ISO2,ISO3,ISO4,ISO5,	Opocoupler. 8PIN DIL	HCPL2231	
28: 8		ISO6,ISO7,ISO8,ISO9,			
29: 8		ISO10,ISO11,ISO12,ISO13			
30: 9	2	JF1,JP2	Connettore 3PIN SIL	JUMP-0	
31: 10	1	J1	Connettore DIN41612 64PIN AC M 90° da PCB	EURO 64	
32: 11	5	J2,J3,J4,J5,J6	Connettore 2PIN M SIL	CON2	
33: 12	1	J7	Connettore 10PIN M SIL	CON10	
34: 13	1	J8	Connettore 10PIN F SIL	CON10	
35: 14	3	J9,J10,J12	Connettore BNC Isolato da pannello	BNC	Radiall R 141-574-161
36: 15	1	J11	Connettore BNC da pannello	BNC	Radiall R 141-557
37: 16	1	PS1	DC/DC Converter DC/DC	NMDS0505C	
38: 17	1	PS2	DC/DC Converter DC/DC	NMH0515SC	
39: 18	1	Q3	Transistor	BC337	
40: 19	3	R1,R2,R3	Rete Resistiva. 9PIN SIP	IK	
41: 20	1	R4	Trimmer Multigiri Verticale	2K	
42: 21	1	R5	Resistenza 1/4W 1%	9K1	
43: 22	2	R7,R6	Resistenza 1/4W 1%	1M	
44: 23	1	R8	Resistenza 1/4W 1%	470R	
45: 24	2	R17,R29	Resistenza 1/4W 1%	180R	
46: 25	8	R12,R14,R18,R19,R24,R26,	Resistenza 1/4W 1%	***	

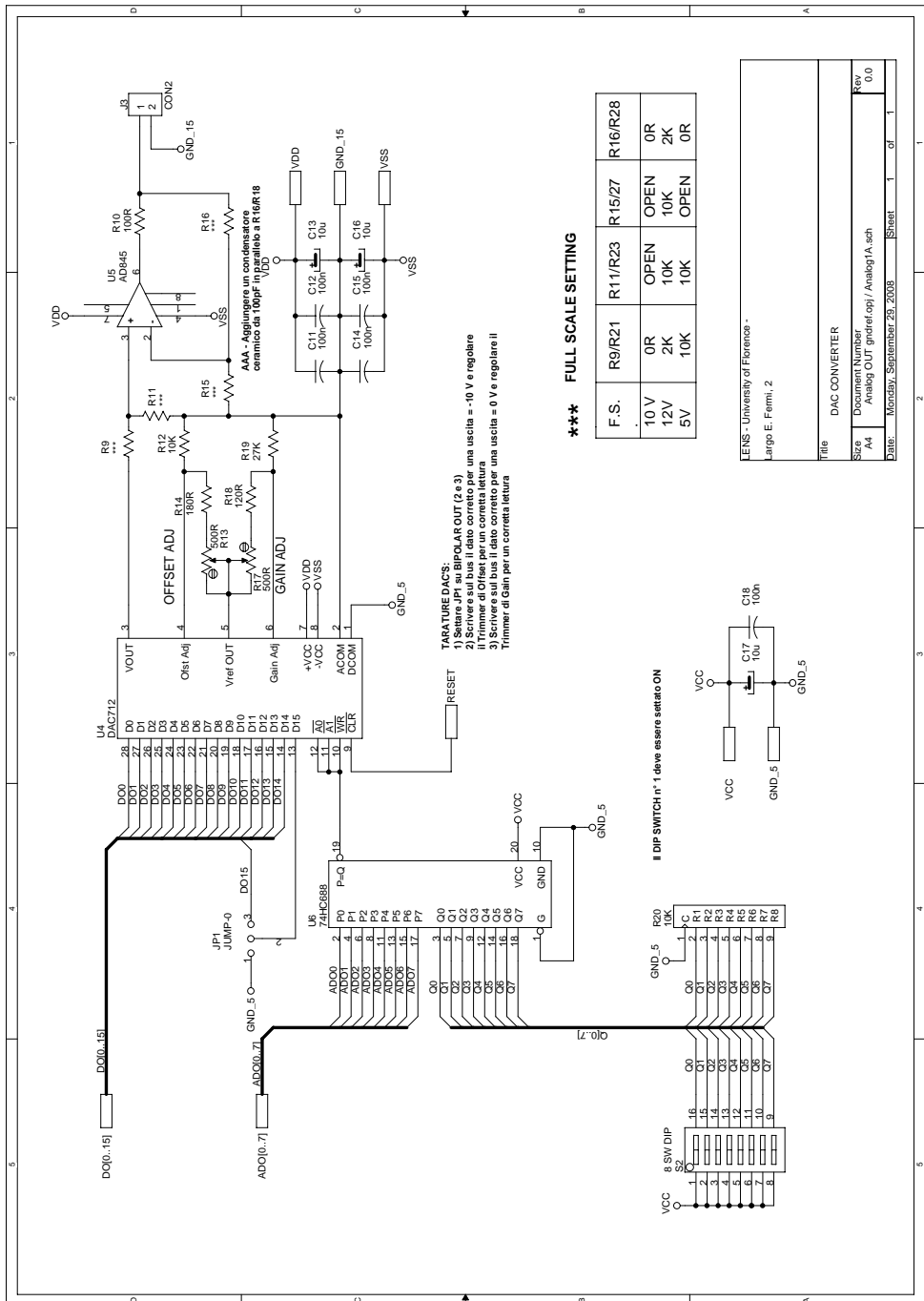
\\Thor\thor_data\projects\DIO128_Interface\analog_out_floating_rev02.bom

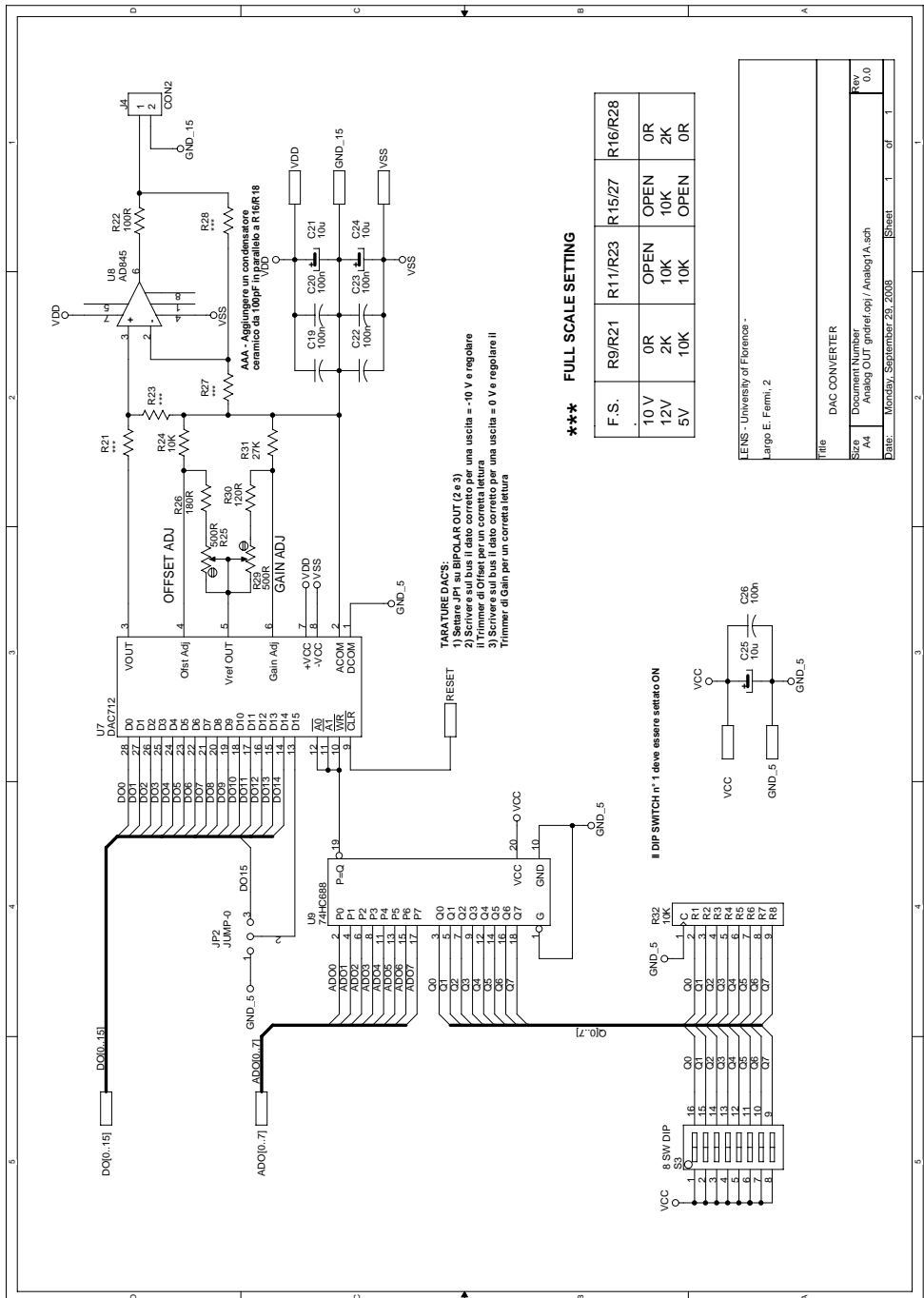
47:	R30,R31					
48:	26	2	Resistenza 1/4W 1%		100R	
49:	27	3	Resistenza 1/4W 1%		10K	
50:	28	4	Trimmer Multigiri Verticale		500R	
51:	29	2	Resistenza 1/4W 1%		120R	
52:	30	2	Resistenza 1/4W 1%		27K	
53:	31	2	Rete Resistiva 9PIN SIP		10K	
54:	32	1	Resistenza 1/4W 1%		1K	
55:	33	1	Toggle Switch		SW SPDT	Disco 814-120
56:	34	2	8x Dip Switch		SW DIP-8	
57:	35	3	Circuito Integrato 20PIN DIL		74HC540	
58:	36	2	Circuito Integrato 28PIN DIP		DAC712	
59:	37	2	Circuito Integrato 8PIN DIP		AD845	
60:	38	2	Circuito Integrato 20PIN DIP		74HC688	
61:						

B.10. Esquemáticos de la tarjeta analógica referenciada a tierra









LENS - University of Florence -
Largo E. Fermi, 2

Title	
DAC CONVERTER	
Size	Rev
A4	0.0
Date	Sheet
Monday, September 29, 2008	1 of 1

1: GNDREF Analog Out Assembly Revised: Friday, February 15, 2008
 2: Assembly.sch Revision: 1
 3:
 4:
 5:
 6:
 7:
 8:
 9:
 10: Bill Of Materials March 18, 2008 9:39:31 Page1
 11:
 12: Item Quantity Reference Description Value Supplier Ref
 13:
 14:

Item	Quantity	Reference	Description	Value	Supplier Ref
15: 1	14	C1, C2, C3, C4, C11, C12, C14, C15, C16, C19, C20, C22, C23, C26	Condensatore Cer. 50V P5.08	100n	
16:					
17:					
18: 2	9	C5, C6, C10, C13, C16, C17, C21, C24, C25	Condensatore Tant. a goccia 25V P2.54	10u	
19:					
20: 3	1	C7	Condensatore Cer. 50V P5.08	10n	
21: 4	1	DVM1	Digital Voltmeter	Lascar DPMIAS-BL	RS 419-9328
22: 5	1	D1	Diodo LED Rosso		
23: 6	1	IS01	Optocoupler 8PIN DIP	HCP1231	
24: 7	2	JP1, JP2	Connettore 3PIN SIL	JUMP-0	
25: 8	1	JP7	Connettore 10PIN F SIL	CON10	
26: 9	1	J1	Connettore DI41612 64 PIN AC M 90° da PCB	EURO 64	
27: 10	5	J2, J3, J4, J5, J6	Connettore 2PIN SIL	CON2	
28: 11	1	J7	Connettore 10PIN SIL	CON10	
29: 12	3	J8, J9, J10	Connettore BNC Isolato da pannello	BNC	Radiall R 141-574-1
30:					
31: 13	1	J11	Connettore BNC da Pannello	BNC	Radiall R 141-557
32: 14	1	Q1	Transistor	BC327	
33: 15	2	R1, R2	Resistenza 1/4W 1%	1M	
34: 16	1	R3	Resistenza 1/4W 1%	9K1	
35: 17	1	R4	Trimmer Multigiri Verticale	2K	
36: 18	1	R5	Resistenza 1/4W 1%	470R	
37: 19	2	R14, R26	Resistenza 1/4W 1%	180R	
38: 20	3	R7, R12, R24	Resistenza 1/4W 1%	10K	
39: 21	1	R8	Resistenza 1/4W 1%	1K	
40: 22	8	R9, R11, R15, R16, R21, R23, R27, R28	Resistenza 1/4W 1%	***	
41: 23	2	R10, R22	Resistenza 1/4W 1%	100R	
42: 24	4	R13, R17, R25, R29	Trimmer Multigiri Verticale	500R	
43: 25	2	R18, R30	Resistenza 1/4W 1%	120R	
44: 26	2	R19, R31	Resistenza 1/4W 1%	27K	
45: 27	2	R20, R32	Rete resistiva 9PIN SIL	10K	

```

46: 28 1 SW1
47: 29 2 S2,S3
48: 30 3 U1,U2,U3
49: 31 2 U4,U7
50: 32 2 U5,U8
51: 33 2 U6,U9
52:

\\Thor\thor_data\projects\DI0128_Interface\analog_out_gndref_rev01.bom
Toggle Switch SPDT SW SPDT Disco 814-120
Dip Switch 16PIN DIP 8 SW DIP
Circuito Integrato 20PIN DIP 74HC541
Circuito Integrato 28PIN DIP DAC712
Circuito Integrato 8PIN DIP AD845
Circuito Integrato 20PIN DIP 74HC688

```